PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. 1. September 1910. Redaktionsschluß für No. 18 am 29. August 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. O. Rankine, Über die Änderung der inneren Reibung der Gase der Argongruppe mit der Temperatur. S. 745.

L. Mandelstam, Über die Dämpfung der Eigenschwingungen im leuchtenden Natriumdampf. S. 752.

G. v. Ubisch, Schwingungszahl und Dämpfung im leuchtenden und nichtleuchtenden Natriumdampf. S. 753.

O. M. Corbino, Über das Majoranaphänomen in oszillatorischen Feldern und die von der Brownschen Bewegung herrührende der Orientierung entgegenwirkende Kraft. S. 756.

K. v. Wesendonk, Über Thermodynamik photochemischer Vorgänge. S. 761.

A. Bestelmeyer, Zur Theorie des Ballonvariometers. S. 763.

F. Gerth, Über gekoppelte Oszillatoren. S. 768.

Graf G. v. Arco, Ein Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise mittels Nullmethoden. S. 769.

Vorträge und Reden:

F. Henning, Henri Victor Regnault. S. 770.

Besprechungen:

W. Guertler, Metallographie. S. 774.

P. Gruner, Probleme der modernen Physik. S. 775.

M. Geistbeck, Leitfaden der mathematischen und physikalischen Geographie. S. 775.

H. Gewecke, Über die Einwirkung von Strukturübungen auf die physikalischen, insbesondere elektrischen Eigenschaften von Kupferdrähten. S. 775.

A. Brill, Vorlesungen zur Einführung in die Mechanik raumerfüllender Massen. S. 775.

R. Pohl, Die elektrische Fernübertragung von Bildern. S. 776.

C. Schoy, Beiträge zur konstruktiven Lösung sphärisch-astronomischer Aufgaben. S. 776.

Lüppo-Cramer, Die Röntgenographie in ihrem photographischen Teil. S. 776.

W. Ostwald, Wider das Schulelend. S. 776.

Tagesereignisse. S. 776.

Personalien. S. 776.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Änderung der inneren Reibung der Gase der Argongruppe mit der Temperatur.

(On the Variation with Temperature of the Viscosities of the Gases of the Argon Group.)

Von A. O. Rankine[1]).

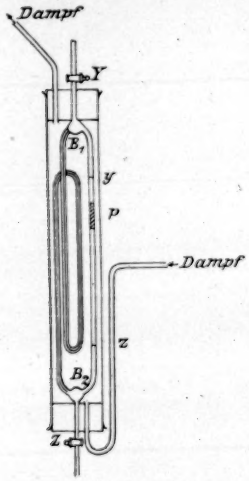
Im Verfolg meiner früher mitgeteilten[2]) Bestimmungen der inneren Reibung habe ich jetzt Messungen der Änderung mit der Temperatur an den fünf Gasen der Argongruppe ausgeführt. Der benutzte Apparat war von derselben Art wie der in der genannten Arbeit beschriebene mit gewissen Abänderungen, durch die er für das Arbeiten bei verschiedenen Temperaturen brauchbar gemacht wurde. Leider ist die Methode nur in einem einigermaßen beschränkten Temperaturbereich anwendbar. Einerseits muß die Temperatur wegen der sehr hohen inneren Reibung des Quecksilberdampfes niedriger sein als die Temperatur, bei der der Dampfdruck des Quecksilbers merklich wird; andererseits darf die Temperatur der Erstarrungstemperatur des Quecksilbers nicht nahe kommen. Bei 100° C beträgt der Dampfdruck des Quecksilbers ungefähr $^1/_5$ mm. Ich schätzte, daß ein solcher Betrag gerade noch ungefährdet vernachlässigt werden könnte, und führte deshalb nur bei zwei Temperaturen Beobachtungen aus, nämlich bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur des Wasserdampfes. Trotzdem indessen diese Beschränkungen Beobachtungen in einem weiten Temperaturbereich unmöglich machen, gestatten sie doch, interessante Vergleiche über die Änderungen mit der Temperatur bei den verschiedenen Gasen anzustellen. Nebenher habe ich auch Neubestimmungen des Verhältnisses der inneren Reibung der Gase zu jener der Luft mit einem ganz neuen Apparate gewonnen.

Der Apparat.

Die Figur stellt den Apparat in seiner veränderten Gestalt dar. Die Kapillare wurde in der angedeuteten Weise zweimal umgebogen, um die Gesamtlänge des Apparates herabzumindern, ohne die Zeit erheblich zu ändern, welche der Quecksilbertropfen P zum Sinken brauchte. Auf diese Weise wurden in den Apparat mehr als 100 cm Kapillarrohr eingeschlossen, obwohl der Abstand zwischen den Hähnen Y und Z weit geringer war als 50 cm. Ich führte zwei kleine Kugeln B_1 und B_2, von je etwa 1 cm³ Fassungsvermögen, ein, die beim Auspumpen und Füllen des Apparates zur Aufnahme des Quecksilbertropfens dienen sollten. Das Gesamtvolumen zwischen den Hähnen betrug etwa 6 cm³. Ein 4 cm weiter Dampfmantel bedeckte die Röhren zwischen Y und Z so viel wie möglich, und ließ nur ein paar

1) Mitteilung an die Royal Society, London. Eingegangen 25. Mai 1910, vorgelegt durch Prof. F. T. Trouton am 9. Juni 1910.

2) Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 265, 516, 1910.



Zentimeter aus den Korkstopfen hervorragen. Die durch die Korkstopfen gehenden Röhren hatten einen inneren Durchmesser von ungefähr 1 mm, so daß ihr Fassungsvermögen nur einen kleinen Bruchteil des gesamten darstellte. Der Dampfmantel war in der Mitte eingeklemmt und an einer zu seiner Länge senkrechten Achse angeordnet, so daß der Apparat nach Belieben umgekehrt werden konnte. Nur zur Bestimmung der Zimmertemperatur war ein Thermometer eingeführt, während ich die Temperatur des Wasserdampfes aus dem Barometerstande berechnete.

Die Hilfsapparatur zum Auspumpen und Füllen war genau dieselbe, die ich früher beschrieben habe, da sich an ihr keine Abänderungen als erforderlich erwiesen hatten.

Theorie der Methode.

Wie ersichtlich, ist das Verhältnis zwischen den inneren Reibungen des Gases bei zwei verschiedenen Temperaturen angenähert gleich dem Verhältnis zwischen den Fallzeiten der Quecksilberkugel zwischen den Marken y und z bei diesen Temperaturen. Es sind jedoch gewisse Korrektionen anzubringen. In erster Linie muß man die Ausdehnung des Glases berücksichtigen. Wie nachgewiesen, nimmt die Ausströmungsformel von Meyer in ihrer Anwendung auf die vorliegende Methode die Gestalt

$$\eta = \frac{\pi R^4 p t}{8 l v}\left(1 + \frac{4\lambda}{R}\right)$$

an, wo

R = Halbmesser der Kapillaren,
l = Länge der Kapillaren,
p = Differenz zwischen den Drucken unterhalb und oberhalb des Quecksilbertropfens,
v = Volumen zwischen den symmetrisch angeordneten Marken y und z,
t = Fallzeit des Quecksilbers zwischen y und z,
λ = mittlere freie Weglänge in dem Gase ist.

Von diesen Größen sind R, l, v und p von der Ausdehnung des Glases abhängig. $4\lambda/R$ ist ein sehr kleines Glied, dessen Änderung in dieser Hinsicht ganz zu vernachlässigen ist. Wir können p in der Form mg/A schreiben, wo mg das Gewicht des Tropfens und A die Querschnittsfläche der den Tropfen enthaltenden Röhre ist. Folglich ist

$$\eta = K \cdot \frac{R^4 t}{l v A},$$

wo K in bezug auf die Temperatur eine Konstante ist.

Es sei γ der Koeffizient der linearen Ausdehnung des Glases und Θ die Temperaturdifferenz, infolge welcher die innere Reibung sich von η_1 bis η_2 und die Fallzeit von t_1 bis t_2 ändert. Dann ist, da $\gamma\Theta$ sehr klein ist,

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{t_2}{t_1}\cdot\frac{(1+4\gamma\Theta)}{(1+\gamma\Theta)(1+3\gamma\Theta)(1+2\gamma\Theta)} = \frac{t_2}{t_1}(1-2\gamma\Theta).$$

Das bedeutet, daß das Verhältnis zwischen den inneren Reibungen im Verhältnis $(1-2\gamma\Theta):1$ kleiner ist als das Verhältnis zwischen den Fallzeiten. Nehmen wir $\gamma = 0{,}000009$ und Θ zu ungefähr 84° C an, so wird $2\gamma\Theta$ gleich 0,0015, und das ist eine Korrektion, deren Anbringung notwendig ist.

Zweitens müssen wir erwägen, ob die Änderung der mittleren freien Weglänge merklich ist. In Fällen, wo der Druck konstant bleibt, ist eine beträchtliche Änderung vorhanden, wenn die Temperatur von Zimmertemperatur auf 100° C steigt. Aber in diesem Falle bleibt die Dichte konstant, und nicht der Druck, und eine Rechnung zeigt, daß unter diesen Umständen die mittlere freie Weglänge in dem in Rede stehenden Temperaturbereich um nur 6 v. H. zunimmt. Da die mittlere freie Weglänge an sich nur als kleines Korrektionsglied

in die Formel eingeht, so ist eine so geringe Änderung ihrer Größe gänzlich zu vernachlässigen.

Ich habe auch die Frage nach der Änderung der Oberflächenspannung des Quecksilbers mit der Temperatur berücksichtigt. Wie ich in meiner ersten Arbeit über diese Methode[1]) gezeigt habe, bewirkt die unsymmetrische Gestalt, die der Quecksilbertropfen beim Sinken annimmt, eine tatsächliche Abnahme des treibenden Druckes. Bei Röhren von der Stärke, wie ich sie bei diesen Versuchen benutzt habe, beläuft sich diese Verminderung auf ungefähr 3 v. H. der gesamten Druckdifferenz, wenn die Länge des Quecksilbertropfens, wie im vorliegenden Falle, zwischen 4 und 5 cm beträgt. Es ist die Frage, ob diese kapillare Verminderung sich mit der Temperatur so stark ändern wird, daß die Wirkung ihrer Änderung auf den gesamten treibenden Druck merklich wird. Die Angaben über die Änderung der Oberflächenspannung des Quecksilbers mit der Temperatur sind anscheinend nicht sehr zuverlässig; für den Zweck der Anbringung einer kleinen Korrektion kann man jedoch annehmen, daß sich die Abnahme der Oberflächenspannung bei der Temperatursteigerung von 15° auf 100° C auf etwa 6 v. H. für den Fall beläuft, daß die übergelagerte Flüssigkeit Luft ist. Auf dieser Grundlage würde die effektive Zunahme des gesamten treibenden Druckes in dem genannten Bereiche gleich 3 v. H. $\times$ 6 v. H. = 0,18 v. H. sein. Diese Korrektion ist von derselben Größenordnung wie die Fehler, die bei den Messungen auftreten können; ich habe sie aber nicht angebracht, weil es nicht sicher ist, daß sie in Fällen anwendbar ist, wo andere Gase als Luft mit dem Quecksilber in Berührung sind. Allerdings habe ich Korrektionen von derselben Größenordnung angebracht, wie beispielsweise die für die Ausdehnung des Glases; aber diese sind vollkommen sicher und genau bestimmt. Es muß indessen darauf hingewiesen werden, daß die für die Temperaturkoeffizienten erhaltenen Werte aus diesem Grunde wahrscheinlich ein wenig niedriger sind als die richtigen. Hierauf werde ich später zurückkommen.

Die Notwendigkeit der übrigen Korrektionen zeigte sich während der Kontrollversuche mit Luft. Ich vermutete, daß der exponierte Teil des in dem Apparate eingeschlossenen Gases, das heißt der Teil, der durch die Korkstopfen hindurchragt, die höhere Temperatur scheinbar niedriger machte als die geschätzte. Um dies nachzuprüfen, stellte ich weitere Versuche an, bei denen die Zuführungsröhren zu den Hähnen mit Quecksilber gefüllt und somit die Luft ausgeschlossen war. Ich fand dann, daß die mittlere Fallzeit bei der Temperatur des Wasserdampfes im Verhältnis 1,0028 : 1 vergrößert war. Da es nicht angängig war, beim Arbeiten mit den seltenen Gasen das Gas aus dem exponierten Gebiet in dieser Weise zu beseitigen, so habe ich zum Zwecke der Berechnung der Temperaturkoeffizienten die mittleren Fallzeiten bei der Temperatur des Wasserdampfes in dem vorstehenden Verhältnis erhöht.

Beobachtungsmethode.

Nachdem der Apparat ausgepumpt und darauf mit dem zu untersuchenden Gase gefüllt worden war, wurde er von der Pumpe getrennt und so lange stehen gelassen, bis das Thermometer anzeigte, daß die Temperatur beträchtliche Zeit hindurch beständig geblieben war. In keinem Falle war die Änderung während einer halben Stunde unmittelbar vor Beginn einer Beobachtung größer als $^1/_5$ bis $^2/_5$ Grad Celsius. Dann wurden vier Fallzeiten des Quecksilbertropfens gemessen, zwei in jeder Richtung. Um sicher zu gehen, daß der ganze Apparat auf die geschätzte Temperatur erwärmt wurde, ließ ich den Dampf 15 Minuten lang durch den Dampfmantel strömen, ehe ich die zweite Beobachtungsreihe begann. Selbstverständlich ließ ich den Dampf beständig weiter hindurchgehen. Wieder wurde ein viermaliger Fall, ein zweimaliger in jeder Richtung, gemessen. Ich nahm in beiden Fällen das Mittel und konnte so das Verhältnis zwischen den inneren Reibungen des Gases bei den beiden Temperaturen erhalten, nachdem ich die vorerwähnten Korrektionen angebracht hatte. Es ergab sich, wie bei den früheren Bestimmungen, daß eine Ungleichförmigkeit der Röhre, die den Quecksilbertropfen enthielt, zur Folge hatte, daß die Fallzeiten in den beiden Richtungen ein wenig voneinander verschieden waren. So war die Fallzeit von y nach z beständig etwas größer als die von z nach y. Dieser Einfluß läßt sich aber dadurch eliminieren, daß man das Mittel aus gleich viel Fällen in beiden Richtungen nimmt.

Zu allererst führte ich mehrere Bestimmungen mit Luft aus, und zwar mit sehr gut übereinstimmenden Ergebnissen, denn die größte Schwankung des berechneten Temperaturkoeffizienten war kleiner als 1 v. H. Bei der ganzen endgültigen Versuchsreihe benutzte ich denselben Quecksilbertropfen. Dadurch war es mir nicht nur möglich, den Temperaturkoeffizienten für jedes der Gase zu bestimmen, sondern auch die rela-

1) Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 265, 1910.

tiven Werte für die innere Reibung der verschiedenen Gase neu zu bestimmen.

Versuchsergebnisse.

Die Ergebnisse der vier Bestimmungen mit Luft waren folgende:

$$\frac{\eta_{100}}{\eta_{15,4}} = 1{,}216, \quad \frac{\eta_{99,8}}{\eta_{15,9}} = 1{,}214,$$

$$\frac{\eta_{99,7}}{\eta_{14,5}} = 1{,}219, \quad \frac{\eta_{99,9}}{\eta_{16,4}} = 1{,}212.$$

Die Korrektion für die Ausdehnung des Glases und für den oben erwähnten Endfehler sind bei der Berechnung dieser Verhältniszahlen angebracht worden. Die Indizes der η bezeichnen die Temperaturen. Die Ergebnisse zeigen, daß Temperaturschwankungen von ungefähr einem Drittelgrad nachweisbar sind.

Für die seltenen Gase will ich die tatsächlichen Beobachtungen angeben.

1. Helium.

Fallzeiten in Sekunden.

Temperatur 13,2° C

von y nach z	von z nach y
126,0	125,4
126,0	125,2

Gesamtmittel = 125,65 Sekunden.

Temperatur 99,7° C

von y nach z	von z nach y
150,8	149,2
150,6	149,4

Gesamtmittel = 150,0 Sekunden.

$$\frac{\eta_{99,7}}{\eta_{13,2}} = \frac{150,0}{125,65} \text{ angenähert.}$$

Nach Anbringung der erforderlichen Korrektionen:

$$\frac{\eta_{99,7}}{\eta_{13,2}} = 1{,}195.$$

2. Neon.

Fallzeiten in Sekunden.

Temperatur 13,8° C

von y nach z	von z nach y
200,6	199,6
200,4	199,6

Gesamtmittel = 200,1 Sekunden.

Temperatur 100° C

von y nach z	von z nach y
237,6	236,4
237,4	236,2

Gesamtmittel = 236,9 Sekunden.

$$\frac{\eta_{100}}{\eta_{13,8}} = \frac{236,9}{200,1} \text{ angenähert.}$$

Nach Anbringung der Korrektionen:

$$\frac{\eta_{100}}{\eta_{13,8}} = 1{,}185.$$

3. Argon.

Fallzeiten in Sekunden.

Temperatur 16,0° C

von y nach z	von z nach y
143,8	142,0
143,6	142,4

Gesamtmittel = 142,95 Sekunden.

Temperatur 99,6° C

von y nach z	von z nach y
176,0	174,4
175,4	174,4

Gesamtmittel = 175,05 Sekunden.

$$\frac{\eta_{99,6}}{\eta_{16,0}} = \frac{175,05}{142,95} \text{ angenähert.}$$

Nach Anbringung der Korrektionen:

$$\frac{\eta_{99,6}}{\eta_{16,0}} = 1{,}226.$$

4. Krypton.

Fallzeiten in Sekunden.

Temperatur 16,3° C

von y nach z	von z nach y
161,0	159,8
160,4	160,0

Gesamtmittel = 160,3 Sekunden.

Temperatur 100° C

von y nach z	von z nach y
200,2	198,4
199,8	199,2

Gesamtmittel = 199,4 Sekunden.

$$\frac{\eta_{100}}{\eta_{16,3}} = \frac{199,4}{160,3} \text{ angenähert.}$$

Nach Anbringung der Korrektionen:

$$\frac{\eta_{100}}{\eta_{16,3}} = 1{,}245.$$

5. Xenon.

Fallzeiten in Sekunden.

Temperatur 15,3° C

von y nach z	von z nach y
145,6	145,2
146,0	144,6

Gesamtmittel = 145,35 Sekunden.

Temperatur 100,1° C

von y nach z	von z nach y
185,4	184,2
185,2	184,2

Gesamtmittel = 184,75 Sekunden.

$$\frac{\eta_{100,1}}{\eta_{15,3}} = \frac{184,75}{145,35} \text{ angenähert.}$$

Nach Anbringung der Korrektionen:

$$\frac{\eta_{100,1}}{\eta_{15,3}} = 1,272.$$

Eine Zusammenstellung der Ergebnisse findet sich in Tabelle I.

Tabelle I.

Gas	Temperaturen	Verhältnis der inneren Reibung
Helium	99,7° C, 13,2° C	1,195
Neon	100,0° C, 13,8° C	1,185
Argon	99,6° C, 16,0° C	1,226
Krypton	100,0° C, 16,3° C	1,245
Xenon	100,1° C, 15,3° C	1,272

Weiter erhielt ich durch Vergleichung der Fallzeiten mit jenen in Luft die in Tabelle II mitgeteilten Werte für das Verhältnis η/η_{Luft}. Bei Berechnung dieser Werte habe ich die verschiedenen Gleitkoeffizienten der verschiedenen Gase entsprechend den Angaben in meiner früheren Arbeit berücksichtigt.

Tabelle II.

Gas	Temperatur in ° C	η/η_{Luft}
Helium	13,2	1,085
Neon	13,8	1,718
Argon	16,0	1,222
Krypton	16,3	1,362
Xenon	15,3	1,234

Behandlung und Diskussion der Ergebnisse.

Um eine genaue Vergleichung in den Fällen zu ermöglichen, wo frühere Bestimmungen vorliegen, muß man ein Gesetz für die Änderung mit der Temperatur annehmen. Natürlich ist es nicht möglich, das Gesetz aus den vorliegenden Messungen abzuleiten, da sich diese nur auf zwei Temperaturen beziehen. Für Vergleichszwecke ist indessen das Gesetz selbst nicht von größter Bedeutung, vorausgesetzt, daß es sich um dasselbe Temperaturbereich handelt. In erster Annäherung können wir daher schreiben:

$$\eta_\Theta = \eta_0 (1 + \beta\Theta),$$

wo η_Θ und η_0 die inneren Reibungen bei den Temperaturen Θ bzw. 0° C sind, und wo β der Koeffizient der Zunahme der inneren Reibung mit der Temperatur ist. Die in der Tabelle I mitgeteilten Verhältnisse setzen uns in den Stand, β für jedes der Gase zu berechnen.

Die Werte von β für die vier Bestimmungen mit Luft sind 0,00266, 0,00267, 0,00266 und 0,00265; Mittelwert: 0,00266.

Die Werte von β für die Edelgase sind in der zweiten Spalte der Tabelle III mitgeteilt. Es ist zu beachten, daß mit Ausnahme des Abfalls vom Helium zum Neon eine Zunahme des Atomgewichts von einer Zunahme des Temperaturkoeffizienten der inneren Reibung begleitet ist. Dieser letztere ist also keineswegs der inneren Reibung selbst proportional, da sich die Änderungen, die, wie ich früher gezeigt habe, die innere Reibung beeinflussen, nicht zeigen.

Eine gebräuchlichere Methode zur Behandlung der Ergebnisse gründet sich auf die Formel von Sutherland[1]):

$$\eta = K \cdot T^{1/2} \Big/ \left(1 + \frac{C}{T}\right),$$

wo T die absolute Temperatur ist und K und C Konstanten für das Gas sind, von denen die letztere von der Anziehung zwischen den Molekülen abhängig ist. C läßt sich berechnen, wenn man das Verhältnis zwischen den inneren Reibungen des Gases bei zwei Temperaturen kennt.

Die Gleichung läßt sich in der Form

$$\eta = \eta_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2} \left(\frac{C + T_0}{C + T}\right)$$

schreiben, wo η_0 die innere Reibung bei der Temperatur T_0, das heißt bei 0° C, ist.

Die Werte von C sind unter alleiniger Benutzung der in Tabelle I enthaltenen Verhältnisse berechnet worden. Um η_0 zu erhalten, habe ich den von mir erhaltenen absoluten Wert für Luft zusammen mit den Verhältnissen aus der Tabelle II benutzt. Diese Größen finden sich in der dritten und vierten Spalte der Tabelle III.

Tabelle III.

Gas	$\beta \cdot 10^3$	$\eta \cdot 10^4$ in absoluten Einheiten	C
Helium	2,32	1,879	70
Neon	2,21	2,981	56
Argon	2,83	2,102	142
Krypton	3,08	2,334	188
Xenon	3,39	2,107	252
Luft	2,66	1,724	116

1) Phil. Mag. (5) **36**, 507, 1893.

Der wahrscheinliche Fehler beträgt in Anbetracht der Länge der gemessenen Zeit für β ungefähr 1 v. H.; das ist gleichbedeutend mit einem wahrscheinlichen Fehler von 3 v. H. für C. Sonach liegt beispielsweise beim Helium β wahrscheinlich zwischen $2{,}30 \cdot 10^{-3}$ und $2{,}34 \cdot 10^{-3}$, und C zwischen 68 und 72.

Vergleichungen mit den Ergebnissen früherer Beobachter lassen sich für Luft, Helium und Argon anstellen. Für Luft ist der Wert $C = 116$, den ich aus den vorliegenden Messungen erhalten habe, ungefähr der Durchschnitt aus den Werten, die sich aus einigen der neueren Bestimmungen ergeben. Diese Werte sind:

111,3 nach Rayleigh[1]), 113 nach Sutherland[2]), 119,4 nach Breitenbach[3]) und 121 nach Schultze[4]).

Für Helium fand Rayleigh[5]) $C = 72$ gegenüber 70 und für Argon 150 gegenüber 142.

Die Werte von Schultze[6]) sind 80,3 für Helium und 169,9 für Argon, gelten aber für ein größeres Temperaturbereich. Benutzt man zur Berechnung von C die Beobachtungen von Schultze für das Bereich von Zimmertemperatur bis 100°, so erhält man 75 für Helium und 156 für Argon.

Wie man sieht, sind in beiden Fällen die hier verzeichneten Werte etwas niedriger als die von Rayleigh und von Schultze. Es ist wohl möglich, daß die Unstimmigkeiten teilweise von der früher erwähnten Ursache herrühren, nämlich von der geringen Zunahme des gesamten treibenden Druckes mit steigender Temperatur infolge der Verminderung der Oberflächenspannung des Quecksilbers. Aus früher mitgeteilten Gründen erschien mir die Größe dieses Effektes zu unsicher, um die Anbringung einer Korrektion zu rechtfertigen. Würde man dies indessen tun, so würde der Wert von β um etwa 1 v. H. und der von C um etwa 3 v. H. größer werden. Dadurch würden sich die auf Grund der vorliegenden Messung gewonnenen Werte für die letztgenannte Größe auf 72 für Helium und auf 146 für Argon erhöhen. Hiernach bleibt noch ein beträchtlicher Unterschied zwischen den Werten von Schultze und den vorliegenden. Berücksichtigt man aber, daß die Messung von Temperaturkoeffizienten über enge Temperaturbereiche verhältnismäßig schwierig ist, so ist dieser Unterschied nicht überraschend. Ähnliche Unterschiede zeigen sich gewöhnlich zwischen den Werten von C, die voneinander unabhängige Beobachter erhalten haben, wie dies beispielsweise die Verschiedenheit der oben angeführten Werte für Luft zeigt.

Wenden wir uns wieder der Betrachtung der relativen Werte von C für die Edelgase zu, so finden wir zu unserer Überraschung, daß dieser Wert für Helium höher ist als für Neon. Nach Sutherland wird die Einführung von C dadurch notwendig, daß die Edelgase keine vollkommenen Gase sind. Für ein vollkommenes Gas würde C Null sein, und die innere Reibung würde sich proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur ändern. Nun steht es fest, daß der kritische Punkt und der Verflüssigungspunkt beim Helium tiefer liegen als beim Neon; es würde daher die Annahme naturgemäß sein, daß C_{He} näher an Null liegen würde als C_{Ne}. Das ist anscheinend nicht der Fall, und es scheint, daß in dem betrachteten Temperaturbereich Neon als die nächste bekannte Annäherung an ein vollkommenes Gas anzusehen ist. Bei den anderen Gasen finden wir unsere Erwartungen bestätigt, daß nämlich C hoch oder niedrig ist, je nachdem ob der kritische Punkt und der Verflüssigungspunkt hoch oder niedrig liegen. In diesem Zusammenhange ist die Bemerkung interessant, daß zwischen dem Wert von C und der kritischen Temperatur eine einfache Beziehung besteht. Das wird aus der nachstehenden Tabelle IV ersichtlich werden, die sich auf jene Edelgase bezieht, deren kritische Temperatur bekannt ist.

Tabelle IV.

Gas	C	T_c (abs.)	T_c/C
Argon	142	155,6	1,10
Krypton	188	210,5	1,12
Xenon	252	288	1,14

Es scheint somit, daß die Konstante C der kritischen Temperatur merklich proportional ist. Es ist zu betonen, daß dies sicherlich für Helium nicht gelten wird, da hier der Wert $C = 70$ weit größer ist als die vermutliche kritische Temperatur. Angenommen jedoch, daß es für Neon gilt, — eine Annahme, die angesichts des oben erwähnten abnormen Verhaltens des Heliums vielleicht berechtigt ist, — dürfen wir erwarten, daß die kritische Temperatur des Neons um 63° abs. liegt.

Das Vorhandensein der erwähnten Beziehung veranlaßte mich, ihre Gültigkeit für andere Gase als die der Argongruppe zu untersuchen. Das zu Gebote stehende Material an Messungen

1) Proc. Roy. Soc. (A) **67**, 137, 1900.
2) Phil. Mag. (5) **36**, 507, 1893.
3) Wied. Ann. **67**, 813, 1899.
4) Ann. d. Phys. (4) **5**, 140, 1901.
5) Proc. Roy. Soc. (A) **67**, 137, 1900.
6) Ann. d. Phys. (4) **6**, 302; **5**, 140, 1901.

der inneren Reibung ist sehr beschränkt, aber es sind für Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Äthylen, Stickoxydul und Kohlensäure Werte erhältlich. Im letztgenannten Falle sind die Werte für C, die Sutherland und Breitenbach erhalten haben, nämlich 277 bzw. 240 beträchtlich voneinander verschieden; ich habe daher das Mittel genommen. Für die ersten drei Gase habe ich die Werte benutzt, die kürzlich von Schmitt[1]) verzeichnet worden sind. Die Werte für Äthylen und für Stickoxydul habe ich den Tabellen von Landolt und Börnstein entnommen. Die Ergebnisse sind folgende:

Tabelle V.

Gas	C	T_c	T_c/C
Wasserstoff	83	37	0,45
Stickstoff	113	127	1,12
Sauerstoff	138	154	1,12
Kohlensäure	259	304	1,17
Äthylen	249	283,6	1,14
Stickoxydul	260,4	309,9	1,19

Hier liegt wiederum eine Ausnahme vor, nämlich beim Wasserstoff. Bei den übrigen Gasen aber ist nicht nur das Verhältnis T_c/C nahezu konstant, sondern die Konstante ist auch dieselbe wie bei den Edelgasen. Es ist zu erwarten, daß C, das von der Masse und den Dimensionen der Moleküle abhängt, irgendwie mit der kritischen Temperatur zusammenhängen wird. Sollte sich nun die obige einfache Beziehung als praktisch universell herausstellen, so wird dadurch die Bedeutung der Sutherlandschen Konstante beträchtlich erhöht werden.

Ich habe die Temperaturkoeffizienten weiter benutzt, um das Verhältnis η/η_{Luft} zum Vergleich mit den in meiner letzten Veröffentlichung mitgeteilten Ergebnissen neu zu bestimmen. Die in der Tabelle II angegebenen Werte gelten für weit höhere Temperaturen als die früheren Bestimmungen. Reduzieren wir sie auf dieselben Temperaturen, so erhalten wir die nachstehend verzeichneten Ergebnisse:

Tabelle VI.

Gas	Temperatur in ° C	η/η_{Luft}	
		Ursprüngl. Wert	Jetziger Wert
Helium	9,8	1,086	1,086
Neon	10,1	1,721	1,721
Argon	12,3	1,221	1,221
Krypton	10,6	1,361	1,359
Xenon	10,9	1,234	1,231

1) Ann. d. Phys. (4) **30**, 398, 1909.

Die Übereinstimmung ist eine merkwürdig enge, besonders angesichts des Umstandes, daß die benutzte Apparatur in den beiden Fällen gänzlich verschieden war. Das läßt vermuten, daß, wenigstens wo vergleichende Messungen in Betracht kommen, die Methode durchaus zuverlässig ist.

Die Werte für die innere Reibung der verschiedenen Gase sind in der Tabelle VII in absoluten C.G.S.-Einheiten angegeben. Diese Werte gründen sich auf die früher von mir erhaltenen absoluten Werte für Luft.

Tabelle VII.

Gas	Temperatur in ° C	$\eta \cdot 10^4$
Helium	13,2	1,942
	99,7	2,322
Neon	13,8	3,080
	100,0	3,652
Argon	16,0	2,204
	99,6	2,702
Krypton	16,3	2,459
	100,0	3,063
Xenon	15,3	2,222
	100,1	2,827
Luft	15,9	1,803
	99,8	2,189

Neuberechnung der relativen Moleküldimensionen.

Sutherland stützt in der vorerwähnten Arbeit seine Erweiterung der einfachen Form der kinetischen Theorie auf die Vorstellung, daß durch die gegenseitige Anziehung zwischen den Molekülen Zusammenstöße häufiger werden, als es bei kräftefreien Molekülen der Fall sein würde. Er zeigt, daß dies gleichbedeutend ist mit einer virtuellen Zunahme der Querschnittsfläche des Moleküls, und leitet das wichtige Ergebnis ab, daß man die Moleküle als kräftefrei, und daher die einfache Form der kinetischen Theorie als gültig ansehen kann, sofern man sich die wahre Querschnittsfläche des Moleküles im Verhältnis $(1 + C/T) : 1$ vergrößert denkt. In allen Fällen, wo man C kennt, kann man die wahren Dimensionen aus den virtuellen durch Anwendung dieses Prinzips herleiten. Wenn also a' der virtuelle Halbmesser ist, d. h. der auf Grund der einfachen Theorie berechnete, und a der wahre Halbmesser, so ist

$$a = a' \Big/ \left(1 + \frac{C}{T}\right)^{1/3},$$

und das wahre Volumen läßt sich ebenfalls ableiten.

Ich habe diese Korrektion aus den relativen Moleküldimensionen angebracht, die ich in meiner früheren Arbeit angegeben habe. In der folgenden Tabelle ist durchweg Helium als Einheit angenommen.

Tabelle VIII.

Gas	Relat. Halbm.		Relat. Volum.		Rel. Atomd.	
	Neu	Alt	Neu	Alt	Neu	Alt
Helium	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Neon	1,21	1,19	1,79	1,69	2,83	2,99
Argon	1,53	1,68	3,59	4,74	2,81	2,12
Krypton	1,65	1,91	4,53	6,98	4,63	3,00
Xenon	1,83	2,25	6,11	11,37	5,40	2,90

Die Änderungen, die diese Korrektion herbeiführt, sind infolge der großen Verschiedenheiten von C sehr beträchtlich. Es ist mir bislang nicht möglich gewesen, irgendwelche einfachen Beziehungen zwischen den verschiedenen Halbmessern und Volumen zu entdecken. Die Größe des Atoms wächst anscheinend mit der Atommasse, und, mit Ausnahme des Schrittes vom Neon zum Argon, zeigt die Dichte allgemeines Bestreben, mit der Größe zu wachsen. Es verdient vielleicht auch bemerkt zu werden, daß die Dichten der Atome von Argon und Neon praktisch identisch sind.

Ich möchte nochmals meine Dankbarkeit gegen Sir William Ramsay zum Ausdruck bringen, der mir fortgesetzt in liebenswürdigster Weise Proben dieser kostbaren Gase für die Zwecke dieser Messungen geliehen hat. Auch den Herrn Prof. Trouton und Prof. Porter schulde ich für vielfachen Rat und Hilfe Dank.

(Nach den Korrekturbogen der Proc. Roy. Soc. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Juli 1910.)

Über die Dämpfung der Eigenschwingungen im leuchtenden Natriumdampf.

Von L. Mandelstam.

Einige Zeit nach der Entdeckung Zeemans hat König[1]) eine sehr einfache Methode angegeben, welche gestattet, die qualitative Seite des Zeemanphänomens zu demonstrieren. Eine Natrium-Flamme befindet sich im magnetischen Felde. In der Richtung $\perp$ zu den Kraftlinien kann außerhalb des Feldes eine zweite *Na*-Flamme angebracht werden. Die erste Flamme wird direkt oder durch die vorgeschobene zweite Flamme hindurch mit einem Savartschen Polariskop beobachtet.

Wird das magnetische Feld erregt, so erblickt man Streifen im Polariskop: das Licht ist also teilweise polarisiert und zwar ist die Komponente vorherrschend, für welche der elektrische Vektor $\perp$ zu der Richtung der Kraftlinien liegt.

Diese Erscheinung beobachtet man, sowohl, wenn das Licht der im Felde befindlichen Flamme die außerhalb stehende passieren muß, wie auch, wenn die zweite Flamme fehlt. Schließt man also den Magneten bei ausgeschalteter zweiter Flamme, so erscheinen im Polariskop schwache Streifen. Schiebt man nun die zweite Flamme in den Strahlengang ein, so werden die Streifen schärfer.

In dieser Form ist nach König der Versuch geeignet, um die Spaltung der Spektrallinien im magnetischen Felde nachzuweisen. Die Tatsache, daß die $\perp$ zu den Kraftlinien schwingende Komponente von einer außerhalb des Feldes befindlichen Flamme schwächer absorbiert wird als die zu den Kraftlinien parallele, kann nur durch das Vorhandensein verschiedener Wellenlängen, denen verschiedene Polarisationszustände entsprechen, erklärt werden. Dabei muß die schwächer absorbierte Komponente weiter von der normalen Schwingung der *Na*-Flamme entfernt sein, als die andere. Daß die Erscheinung schon von der ersten Flamme allein gezeigt wird, führt König auf die Autoabsorption innerhalb der Flamme zurück.

Vor einiger Zeit habe ich, an die eben angeführte Königsche Anordnung anschließend, einige Versuche gemacht, wobei ich vom folgenden Gedanken ausging. In einer absorbierenden Flamme sind Resonatoren von bestimmter Schwingungszahl und Dämpfung vorhanden. In dem Zeemanphänomen hat man ein Mittel die Periode des auffallenden Lichtes stetig um ein beliebiges Intervall gegen die Eigenschwingungen dieser Resonatoren zu verstimmen. Wenn man nun die Abnahme der Absorption bei der Verstimmung quantitativ verfolgt, mit anderen Worten, eine Art Resonanzkurve aufnimmt, so kann man aus der Form dieser Kurve die Dämpfung der Molekularresonatoren bestimmen.

Weil die Resonanzkurve (theoretisch) symmetrisch um das Maximum herum verläuft, so stört das gleichzeitige Auftreten von zwei verschiedenen verstimmten Wellenlängen, symme-

1) W. König, Wied. Ann. **63**, 268, 1897.

trische Spaltung und normales Triplett vorausgesetzt, nicht.

Die Aufnahme einer solchen Kurve wird dadurch ganz besonders erleichtert, daß man die unveränderte Komponente beim normalen Triplett auch stets behält, und daß sie in einer um 90° gegen die Polarisationsebene des verstimmten Komponenten gedrehten Ebene polarisiert ist.

Die einzelnen Punkte der Kurve bekommt man also dadurch, daß man das Verhältnis der Intensitäten des $\perp$ und $\parallel$ zu den Kraftlinien polarisierten Lichtes miteinander vergleicht, nachdem das Licht die Absorptionsflamme passiert hat. Wären nun die Emissionslinien bedeutend schmäler als die Absorptionslinien, so könnte man so rechnen, als ob eine ungedämpfte Welle auf einen gedämpften Resonator auffiele. Man ist aber nicht berechtigt diese Annahme zu machen.

Man wird aber annehmen können, daß die Emission aus unregelmäßig aufeinanderfolgenden gedämpften Wellenzügen besteht, von denen jeder die Form einer gewöhnlichen gedämpften Schwingung hat.

Bei dieser Annahme hat man es offenbar mit dem Fall zu tun, welcher von Bjerknes für elektrische Systeme durchgerechnet ist. Die Form der Resonanzkurve ergibt dann die Summe des log. Dec. der auffallenden Welle und des absorbierenden Resonators.

Der Versuch gestaltet sich folgendermaßen:

Von zwei in gleicher Weise gespeisten *Na*-Flammen wird die eine zwischen die ebenen Polschuhe eines Ruhmkorff-Elektromagneten gebracht. Wird das Feld erregt, so erscheinen im Polariskop z. B. horizontale Streifen. Nun wird in den Strahlengang eine planparallele Glasplatte eingeschaltet, welche sich um eine vertikale Achse drehen läßt; man dreht die Platte so weit aus der zum Strahlengang senkrechten Lage heraus, bis die Streifen verschwinden. In dem austretenden Licht sind nach dieser Kompensation die senkrecht und parallel zu den Kraftlinien polarisierten Komponenten einander gleich. Jetzt wird die zweite Flamme in den Strahlengang eingeschaltet und die Streifen erscheinen wieder. Mittels einer zweiten zwischen Absorptionsflamme und Polariskop eingeschobenen Glasplatte werden die Streifen abermals zum Verschwinden gebracht. Aus dem Winkel, um welchen die zweite Platte gedreht werden muß, damit diese Kompensation eintritt, kann das Verhältnis der Intensitäten der $\perp$ und $\parallel$ polarisierten Komponenten des aus der Absorptionsflamme austretenden Lichtes bestimmt werden.

Man kann nun außerdem bestimmen, wie viel die Absorptionsflamme von der unveränderten Wellenlänge überhaupt absorbiert. Das kann man machen nach gewöhnlichen photometrischen Methoden, oder man kann das Feld so stark nehmen, daß die verstimmten Komponenten überhaupt nicht mehr absorbiert werden und dann mit einer Glasplatte die beiden Komponenten auf Gleichheit bringen usw.

Da die Zeemanspaltung als Funktion des Feldes bekannt ist, so läßt sich auf diese Weise die zu jeder auffallenden Wellenlänge gehörende Absorption bestimmen und daraus das log. Dec. berechnen.

Ich habe nur ziemlich rohe Messungen gemacht; das Feld wurde so gewählt, daß die Absorption der senkrecht polarisierten Komponente die Hälfte der Absorption der parallel polarisierten Komponente betrug. Es ergaben sich für das log. Dec. oder vielmehr für den Mittelwert aus den beiden, Werte von der Größenordnung 10^{-5}. Selbstverständlich ist bei den oben angeführten Überlegungen von vereinfachenden Voraussetzungen Gebrauch gemacht. Der Brechungsexponent ist z. B. $= 1$ gesetzt. Die Spaltung der *Na*-Linien ist keine normale, auch die mittlere Linie spaltet sich. Diesem Umstand ist aber leicht Rechnung zu tragen; die Größenordnung wird dadurch nicht geändert.

Es werden außerdem gleichzeitig beide *D*-Linien beobachtet, so daß man eine gewisse mittlere Dämpfung erhält.

Die Methode kann also jedenfalls nur die Größenordnung des log. Dec. ergeben. Ich habe auch versucht, an Stelle der Absorptionsflamme nichtleuchtenden *Na*-Dampf zu nehmen, welcher in einer evakuierten Röhre erzeugt wurde. Diese Versuche sind aber nicht zum Abschluß gelangt.

Straßburg i/E., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 6. August 1910).

Schwingungszahl und Dämpfung im leuchtenden und nichtleuchtenden Natriumdampf.

Von G. v. Ubisch.

Im Anschluß an obige Mitteilung von Herrn Dr. Mandelstam möchte ich kurz über Versuche berichten, die ich unter Leitung von Herrn Prof. E. Cohn im Straßburger Institut aus-

geführt habe. Was Einzelheiten und theoretische Ableitungen betrifft, so verweise ich auf meine demnächst erscheinende ausführliche Veröffentlichung.

I.

Herr Dr. Mandelstam gibt oben eine Methode an, nach der die Dämpfung der Schwingungen in einer leuchtenden Flamme aus der Absorption einer gleichartigen Flamme bestimmt werden kann. Bezeichnet ν die zyklische Schwingungszahl, δ die Änderung von ν durch den Zeemaneffekt und ϑ den Dämpfungsfaktor der Schwingungen in jeder der beiden Flammen, bzw. den Mittelwert aus beiden, $\varkappa$ das log. Dekrement und a eine dem Extinktionskoeffizienten proportionale Größe, so haben wir die Beziehungen

$$\varkappa = \frac{2\pi\vartheta}{\nu}$$

und

$$a = \frac{2\vartheta}{\delta^2 + (2\vartheta)^2}.$$

Hier ist im Normalfall $\delta = \text{const}\, H$ (H = Feldstärke) für die senkrecht zu den Kraftlinien erfolgende (elektrische) Schwingung, $\delta = 0$ für die parallele Schwingung. Beobachtet wird die Strahlung senkrecht zu den Kraftlinien. Das Amplitudenverhältnis der senkrecht zueinander polarisierten Komponenten ist dann nach dem Durchgang durch die Flamme

$$\frac{f}{f_0} = e^{(a_0 - a)x},$$

wo sich a auf die senkrechte, a_0 auf die parallele Komponente beziehen soll und x eine Konstante der absorbierenden Flamme bedeutet. Eine planparallele Glasplatte, auf die die Strahlung unter einem Winkel i auffällt (Brechungswinkel r), bringt die durchgegangenen Komponenten wieder auf dieselben Amplituden, wenn

$$\frac{f}{f_0} = \frac{1}{\cos^2(i - r)}$$

ist. Die Gleichheit beider Amplituden wird mit dem Savartschen Polariskop konstatiert. Um x zu eliminieren, kombinieren wir die Messungen bei zwei verschiedenen Feldstärken und gelangen zu der Endformel

$$\varkappa = \text{const.}\; H_1 H_2 \sqrt{\frac{F_1 - F_2}{H_1^2 F_2 - H_2^2 F_1}}, \qquad (I)$$

wenn

$$F = \tfrac{1}{2} \log \frac{f}{f_0} = -\log\cos(i - r)$$

gesetzt wird. Für $H = \infty$ geht F gegen einen Grenzwert F_∞, der praktisch bei einer Feldstärke von 7—8000 Gauß erreicht war. Mit Benutzung dieses Wertes kann man dann schreiben

$$\varkappa = \text{const.}\; H \sqrt{\frac{F_\infty - F}{F}}. \qquad (II)$$

Nachdem durch eine erste Beobachtungsreihe die Selbstabsorption der Emissionsflamme eliminiert war (vergleiche die vorstehende Arbeit), wurde eine Reihe von zueinander gehörigen Werten von F und H aufgenommen und daraus $\varkappa$ berechnet. Die Konstante der Gleichungen (I) und (II) wurde $= 2{,}6\,\pi\,10^{-9}$ gesetzt. (Es ergab sich kein wesentlich anderes Resultat, wenn die Richtung entsprechend der komplizierteren Zeemanzerlegung geführt wurde, die in der *Na*-Flamme tatsächlich stattfindet. Diese Rechnung soll daher hier übergangen werden.) Eine solche Reihe ist in Tabelle I und Kurve Ia wiedergegeben.

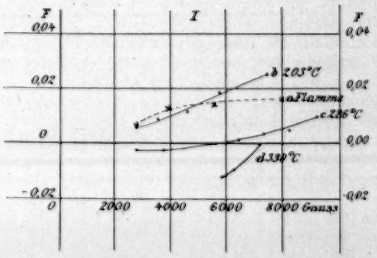


Fig. 1.

Tabelle I.

H	F	$\varkappa$
∞	0,01588	
5575	0,01329	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$
3900	0,01217	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$
2800	0,00652	$2{,}8 \cdot 10^{-5}$

II.

In weiteren Versuchen wurde an Stelle der Absorptionsflamme ein Rohr mit nichtleuchtendem Natriumdampf gebracht. Das Rohr war ein Stahlrohr von 30 cm Länge und 3 cm lichter Weite, das auf beiden Seiten durch Glasfenster verschlossen war. In der Mitte des Rohres wurde eine 5 cm lange Strecke, auf der sich kleine Stücke metallischen Natriums befanden,

mittels einer außen herumgewickelten Spirale elektrisch geheizt. An beiden Seiten befanden sich Kühlvorrichtungen. Ferner war ein Thermoelement mit eingeschlossen, da es sich als notwendig erwies, die Temperatur innerhalb weniger Grade konstant halten zu können. Das Rohr war dauernd an eine Kahlbaumsche Quecksilberluftpumpe angeschlossen, der abgelesene Druck bewegte sich zwischen 1 und 5 mm.

Es zeigte sich nun, daß man bei niedrigen Temperaturen (um 200° C herum) dieselbe Erscheinung beobachtet, wie mit der leuchtenden Flamme. Man vergleiche Tabelle II und Kurve Ib.

Tabelle II.

H	F	$\varkappa$
7425	0,02437	—
5760	0,01795	$6{,}7 \cdot 10^{-5}$
4570	0,01097	$10{,}5 \cdot 10^{-5}$
3460	0,00851	$6{,}8 \cdot 10^{-5}$
2790	0,00587	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$

$\varkappa$ ist hier nach Formel (I) berechnet, da der Grenzwinkel nicht erreicht werden konnte. Wie man sieht, ist $\varkappa$ in diesem Falle größer als bei dem leuchtenden *Na*-Dampf, aber doch von derselben Größenordnung.

Geht man zu höheren Temperaturen über, so tritt eine neue Erscheinung auf. Angenommen, wir hätten für ein nicht zu niedriges Feld die Selbstabsorption der Emissionsflamme kompensiert und fingen nun an, das Absorptionsrohr zu erhitzen. Bei zirka 200° C erscheinen die Interferenzstreifen, werden immer stärker, nehmen dann wieder ab und verschwinden je nach der Feldstärke, bei der man arbeitet, zwischen 260° und 280° C, um bei noch weiterer Erhitzung wieder kräftig zu erscheinen. Man sieht aber leicht im Polariskop, daß diese neu erscheinenden Interferenzstreifen nicht an derselben Stelle liegen wie die vorigen, sie sind vielmehr komplementär zu ihnen. Theoretisch übersichtlichere Resultate erhält man, wenn man entsprechend den oben angestellten Beobachtungen die Temperatur konstant hält und das Feld variiert. Der Zusammenhang zwischen H und F ist durch Kurven I c, d gegeben. In diesen Kurven spricht sich aus, daß für 286° C bei kleineren Feldstärken und für 330° C bei allen beobachteten Feldstärken

$$F = {}^1/_2 \log\left(\frac{I}{I_0}\right)$$

negativ, d. h. α_0 kleiner als α ist. Es fragt sich nun, wie diese Erscheinung zustande kommen kann. Es muß sich um Veränderungen im nichtleuchtenden *Na*-Dampf bei höheren Temperaturen resp. größeren Dichten handeln, und da sind von vornherein zwei Möglichkeiten gegeben. Entweder spaltet sich die Eigenschwingung auf in zwei zur ursprünglichen symmetrisch liegende Schwingungen, oder aber es findet eine Verschiebung resp. asymmetrische Verbreiterung oder Spaltung statt. Welcher von beiden Fällen der Wirklichkeit entspricht, können wir in der bisher benutzten Anordnung nicht entscheiden.

III.

Die Entscheidung wird geliefert durch Beobachtungen der Strahlung in Richtung der magnetischen Kraftlinien. Ist nämlich die erste Annahme richtig, so liegen nach Erregung des Feldes die beiden entgegengesetzt zirkularpolarisierten Schwingungen der Emissionsflamme im Spektrum symmetrisch zu den beiden Eigenschwingungen im Absorptionsrohr; wir dürfen keine Interferenzstreifen erhalten. Ist dagegen die Eigenschwingung nach einer Seite verschoben, so gilt dies nicht. Tatsächlich treten, sobald man das Magnetfeld erregt, Interferenzstreifen auf. Diese können durch Einschalten der Glasplatte nicht zum Verschwinden gebracht werden. Sie können fortgeschafft werden, wenn man zunächst ein unter 45° orientiertes $^1/_4$ Undulationsblättchen und dann die Glasplatte in den Strahlengang einschaltet. Die Erklärung ist folgende: Zwei entgegengesetzt zirkularpolarisierte Strahlen von verschiedener Intensität geben in der Savartschen Platte das bekannte Interferenzbild des geradlinig polarisierten Lichtes, lediglich um $^1/_4$ Streifenbreite nach der einen oder anderen Seite verschoben. Der Versuch zeigt also, daß im nichtleuchtenden *Na*-Dampf eine Verschiebung der Eigenschwingung stattgefunden hat. Die Anordnung, mit der die Streifen zum Verschwinden gebracht werden können, zeigt, daß diese Verschiebung nach der violetten Seite des Spektrums erfolgt ist. Die Drehung der Platte, die die Streifen zum Verschwinden bringt, wird bei gegebener Temperatur für eine bestimmte Feldstärke ein Maximum. Es muß dies eintreten, wenn (sehr nahe) die Verschiebung der Eigenschwingung der Verschiebung durch den Zeemaneffekt gleich ist. Das Maximum tritt tatsächlich bei um so höheren Feldstärken ein, je höher die Temperatur ist. Kurve II gibt die Feldstärke, bei der das Maximum erreicht ist, und somit die Verschiebung $\Delta\nu$ als Funktion der Temperatur. Für zirka 270° C ist H ungefähr 11000 Gauß und somit $\Delta\nu = 1{,}5 \cdot 10^{10}$, d. h. $^1/_{34}$ des Abstandes der beiden D-Linien.

Es schien von Interesse, sich spektroskopisch von dem Verhalten des nicht leuchtenden *Na*-Dampfes in dem fraglichen Temperaturintervall eine Anschauung zu verschaffen. Benutzt wurde zu diesem Zwecke ein Gitterspektroskop von hoher Auflösung. Als Lichtquelle diente

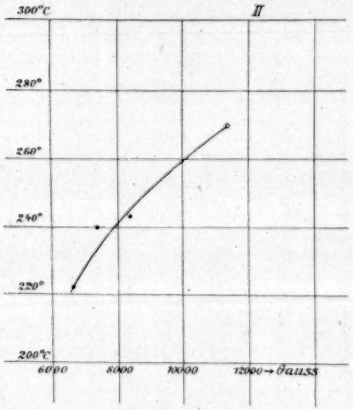


Fig. 2.

ein Auerbrenner. Bei ungefähr 200° C sieht man die *Na*-Linien als Absorptionslinien schwach erscheinen, bei 260—280° C, also in unserem Meßbereich, sind sie gut sichtbar. Ihr Abstand ist schätzungsweise 10—15 mal so groß wie ihre Breite. Bei höheren Temperaturen nehmen sie dann schnell an Breite zu, um bei zirka 410° C ineinander zu verschwimmen.

Straßburg, Physik. Institut der Universität, Juli 1910.

(Eingegangen 6. August 1910.)

Über das Majoranaphänomen in oszillatorischen Feldern und die von der Brownschen Bewegung herrührende der Orientierung entgegenwirkende Kraft.

(Sul fenomeno Majorana nei campi oscillatori e sulla forza antiorientatrice dovuta al movimento browniano.)

Von O. M. Corbino.

1. Durch die heutzutage allgemein angenommene Erklärung, nach welcher das Majoranaphänomen in einer durch das Feld hervorgerufenen orientierenden Wirkung auf die in der kolloidalen Lösung suspendierten Eisenhydratteilchen besteht, gewinnen die auf das Studium des Phänomens in veränderlichen Feldern gerichteten Untersuchungen aus verschiedenen Gründen an Interesse.

Bereits Majorana selbst hatte erkannt, daß sich im Felde eines von den Entladungen einer Leidener Flasche durchflossenen Solenoids deutlich Doppelbrechungseffekte zeigen. Bald danach zeigte Ewell[1]), daß unter der Einwirkung des Feldes eines von gewöhnlichen Wechselströmen durchflossenen Elektromagnets die Streifen des Babinetschen Kompensators (deren Verschiebung ein Maß für die Doppelbrechung abgab, welche das Bravaiseisen im Felde annahm) verschoben, jedoch sehr trübe erschienen, als ob sie sich in schneller Bewegung befänden.

Dann folgten die wertvollen Untersuchungen von Cotton und Mouton[2]) über die magnetische Doppelbrechung in konstanten Feldern, die unter anderem den Beweis für das Vorhandensein zweier verschiedener Arten von Teilchen im Bravaiseisen erbrachten. Die einen dieser Teilchen sind danach sehr klein und mit negativer Doppelbrechung ausgestattet; die anderen sind beträchtlich größer und sammeln sich daher vorzugsweise auf dem Boden des Gefäßes an und besitzen ihrerseits positive Doppelbrechung. Ich schlug deshalb Herrn Dr. Tieri vor, wenn möglich solche Flüssigkeitsproben abzutrennen, die vorwiegend an negativen oder an positiven Teilchen reich wären, und an diesen die Wirkung veränderlicher Felder zu untersuchen, die von oszillatorischen Entladungen hoher Frequenz herrühren.

Nach Überwindung erheblicher experimenteller Schwierigkeiten hat Herr Tieri sehr interessante Ergebnisse erhalten. Diese beweisen, daß auch die kleinsten Teilchen, also die mit negativer Doppelbrechung ausgestatteten, nicht imstande sind, den Wechseln des oszillierenden Feldes von der Frequenz von ungefähr anderthalb Millionen Perioden in der Sekunde vollständig zu folgen. Vielmehr nimmt nach diesen Ergebnissen unter der Einwirkung der aufeinanderfolgenden Impulse (die alle in einem und demselben Sinne verlaufen, da die Doppelbrechung dem Quadrate der Feldstärke proportional ist) die Doppelbrechung schnell zu, behält dann einen merklich konstanten Wert (trotz der Schwankungen der Feldstärke) und nimmt danach aperiodisch ab.

1) Phys. Rev. **18**, 292, 1903.
2) Ann. d. Chim. et de Phys. **11**, 145, 1907.

In der Tat erschienen die Streifen im Babinetschen Kompensator, die unter Verwendung des Eigenlichtes des die Entladung regelnden Funkens erzeugt wurden, aus der normalen Lage verschoben, ein wenig trübe, aber mit normaler Breite.

Die positiven Flüssigkeiten zeigten keine Spur von Doppelbrechung, und die gemischten Flüssigkeiten zeigten nur eine negative Doppelbrechung. Es gewinnt danach den Anschein, daß die Wirkung der Entladung ihrer kurzen Dauer wegen zwar genügt, die negativen Teilchen, wenn auch aperiodisch, zu orientieren, daß sie dagegen an den größeren positiven Teilchen überhaupt nicht zum Ausdruck kommt.

2. Gleichzeitig habe ich an denselben Proben, die Herr Tieri benutzt hat, Untersuchungen in kontinuierlichen oszillatorischen Feldern von naturgemäß geringerer Frequenz angestellt, über die ich hier kurz berichten möchte.

Es war vor allen Dingen zweckmäßig, von der Untersuchung der Doppelbrechung in solchen Feldern auszugehen, wie sie von den industriellen Wechselströmen erzeugt werden. Ewell hatte nämlich das gewöhnliche Bravaiseisen, ein Flüssigkeitsgemisch, im ganzen untersucht und nur auf die Trübung der Streifen hingewiesen, und es war daher nichts darüber bekannt, ob beim Durchgang des Feldes durch den Nullwert die Doppelbrechung ganz verschwindet, oder ob ein mehr oder minder erheblicher Bruchteil von ihr übrigbleibt.

Ich benutzte deshalb einen Ringelektromagnet aus $^2/_{10}$ mm starken Eisendrähten, in dessen sehr kurzen Luftschlitz ein Glasgefäß mit der Lösung gesetzt wurde. Ein Bündel Sonnenlichtstrahlen ging durch ein Nicol, durch das Gefäß, durch den Babinetschen Kompensator und durch ein zweites mit dem ersten gekreuztes Nicol. Bei Erregung des Wechselfeldes verschoben sich die Streifen um eine Strecke gleich ihrem gegenseitigen Abstande; dabei erwiesen sie sich in ihrer neuen Lage als sehr trübe. Es schien somit, daß sie, allerdings wenig, oszillierten, ohne jemals in die normale Lage zurückzukehren.

Ich brauchte nur eine intermittierende Beleuchtung anzuwenden (solche erhielt ich dadurch, daß ich das Strahlenbündel durch eine rotierende Scheibe mit sehr engen Schlitzen unterbrach, so daß die Beleuchtung von sehr kurzer Dauer war) und ungefähr zwischen der intermittierenden Beleuchtung und der Halbperiode des Wechselstromes Synchronismus herzustellen, damit die Streifen unbeweglich, oder nur in ganz geringer Bewegung begriffen, erschienen, wie beim gewöhnlichen stroboskopischen Verfahren. Dadurch konnte ich mich dann davon überzeugen, daß die Streifen bei einer bestimmten Phase der Schwingung absolut in die Normallage zurückkehrten, ein Beweis dafür, daß die Doppelbrechung getreu den Schwankungen der Feldstärke folgte und mit dieser null wurde.

Dieses Ergebnis erhielt ich sowohl mit den negativen Flüssigkeiten als auch mit den positiven. Die Frequenz betrug 42 Perioden in der Sekunde. Infolge der Gegenwart des Eisens ging aber die Feldstärke sehr schnell durch den Nullwert hindurch, wie sich mit Hilfe der Braunschen Röhre feststellen ließ.

3. Es ist sehr schwierig, kontinuierliche Felder von höherer Frequenz als jener der industriellen und von beträchtlicher Stärke zu erhalten. Ich brauchte nun ein Feld von mindestens tausend Einheiten und von beträchtlich geringerer Frequenz, als sie Tieri benutzt hat. Die Verlangsamung der oszillatorischen Entladungen eines Kondensators durch Einschaltung einer starken Selbstinduktion hatte eine starke Verminderung der Entladungsstromstärke und damit der Feldstärke zur Folge.

Andererseits gestatten die Anordnungen zur Erzeugung kontinuierlicher Ströme, wie ich sie bei anderer Gelegenheit ausführlich untersucht habe, nur Ströme von nicht sehr großer Intensität zu erreichen. Die Anwendung des Eisens dagegen hat die doppelte Wirkung, die eben erwähnten Anordnungen oft unverwendbar zu machen, und jedenfalls die Induktanz des schwingenden Systems unter bedeutender Herabsetzung der Frequenz sehr stark zu erhöhen. Ich war überdies genötigt, einen nahezu geschlossenen Magnetkreis mit einem Luftschlitz von wenigen Millimetern zu benutzen und mit hohen Werten der Induktion zu arbeiten. Ich hatte daher, wie auch wegen der großen Wechselzahl in der Sekunde, eine erhebliche Energiestreuung infolge der Hysteresis.

Um die Duddellsche Anordnung zu benutzen, konstruierte ich einen kleinen Ringelektromagnet von 4 cm Durchmesser und etwa 1 cm Stärke. Der Kern bestand aus ganz feinen Eisendrähten und ließ einen Luftschlitz von ungefähr 6 mm frei. Er war bis an die Polenden mit zwei Lagen feinen und sorgfältig isolierten Drahtes umwickelt, und es war somit möglich, mit einer Stromstärke von 2 bis 3 Ampere im Luftschlitz ein Feld zu erhalten, dem eine lebhaft wahrnehmbare magnetische Doppelbrechung entsprach.

Mit diesem Elektromagnet und einer Kapazität von 20 Mikrofarad baute ich einen Duddellschen Kreis auf, den ich von den Polen eines Voltabogens abzweigte. Nach einigen Versuchen gelang es mir dann, unter Bewegung der Kohlen mit der Hand, elektrische Schwingungen zu er-

regen, die für die Beobachtungen genügend lange andauerten. Dazu bedurfte es einer starken Kapazität, die im Verein mit der großen Selbstinduktion der kleinen Spule die Frequenz merklich herabsetzte; es konnte somit die Zahl von 1500 Schwingungen in der Sekunde nicht überschritten werden.

Zur Beobachtung der Doppelbrechung benutzte ich einfach die beiden gekreuzten Nicols und ein Bündel Sonnenstrahlen, mit dem ich einen Spalt beleuchtete. Das Gesichtsfeld hellte sich bei Erregung der Duddellströme lebhaft auf, und ich beobachtete dann mit einem Fernrohr das Bild des Spaltes in einem rotierenden Spiegel.

Dieses Spaltbild erschien infolge der Rotation des Spiegels als ein Lichtband, das von einer Reihe zum Spalt paralleler, feiner schwarzer Linien durchzogen war. Somit war erwiesen, daß in den Augenblicken, in denen die Feldstärke durch den Nullwert hindurch ging, auch die Doppelbrechung null wurde, und zwar sowohl bei den negativen als auch bei den positiven Flüssigkeiten.

Wir können also behaupten, daß bis zu einer Frequenz von 1500 Perioden, denen ein dreitausendmaliges Nullwerden der Feldstärke in der Sekunde entspricht, die Doppelbrechung ebenfalls periodisch verschwindet.

4. Ich machte einen weiteren Versuch mit Strömen, die durch einen Wehneltunterbrecher unterbrochen wurden. Zu diesem Zwecke benutzte ich einen größeren, etwa zweiundeinhalbmal so großen Ringmagnet, aber mit demselben Luftschlitz und mit zwei Lagen stärkeren Drahtes. Auf diese Weise konnte ich erheblich höhere Feldwerte erhalten.

Der Unterbrecher bestand aus einem Glasröhrchen mit einem feinen Platindraht, der etwa $^1/_2$ cm weit herausragte. Ich erhielt so etwa 1500 Unterbrechungen in der Sekunde bei nicht allzu hohen Stromstärken. Es war dann zu erreichen, daß die Gesamtdauer der Unterbrechung kleiner als $^1/_{10}$ der ganzen Periode war.

Das Feld verschwand in einer Zeit, die auf etwa $^1/_{20000}$ Sekunde geschätzt werden konnte, und stieg dann in einer Zeit von derselben Größenordnung wieder auf den ursprünglichen Wert.

Ich benutzte dieselbe optische Anordnung, deren ich mich bei dem vorigen Versuch bedient hatte. Auch jetzt beobachtete ich wieder in dem rotierenden Spiegel ein Lichtband mit ziemlich feinen schwarzen Linien in gleichen Abständen; somit verschwand auch in diesem Falle die Doppelbrechung während der sehr kurzen Zeit, in welcher das Feld den Wert Null erreichte.

Dieses Ergebnis erhielt ich mit den negativen Flüssigkeiten und mit den positiven. Wir können somit schließen, daß die negative wie die positive magnetische Doppelbrechung des Bravaiseisens den Änderungen des Feldes mit einer Verzögerung folgt, die kleiner ist als $^1/_{20000}$ Sekunde, oder daß die Teilchen, von denen die Doppelbrechung herrührt (auch die größten unter ihnen), bei plötzlicher Unterbrechung des richtenden Magnetfeldes ihre normale Orientierung in einer Zeit wieder einnehmen, die kleiner ist als $^1/_{20000}$ Sekunde.

5. Nun haben die Herren Cotton und Mouton in der genannten Arbeit den Gedanken zum Ausdruck gebracht, daß die Kraft, die sich der magnetischen Orientierung der Teilchen widersetzt, ihren Sitz in deren lebhafter Brownscher Bewegung habe. Andererseits würde aus ihren Beobachtungen hervorgehen, daß die größeren Teilchen, denen die positive Doppelbrechung zukommt, bereits mikroskopische Dimensionen hätten. Es ist zu prüfen, wie weit diese beiden Anschauungen miteinander vereinbar sind.

Die kinetisch-statistischen Theorien schreiben den Molekülen eines Gases, oder denen einer gelösten Substanz, oder den in einer kolloidalen Lösung suspendierten Körnchen, wenn sie jeder äußeren Kraft entrückt sind, die höchste Regelmäßigkeit in der höchsten Ungeordnetheit zu. Somit kann bei der Verteilung der Teilchen, wie bei ihrer Orientierung, kein Punkt und keine Richtung bevorzugt sein.

Unter der Wirkung einer äußeren Kraft, die auf jedes einzelne Teilchen wirkt, wird sich dagegen eine begrenzte Konzentrationsänderung von Punkt zu Punkt ausbilden, die mit dem Aufhören der Kraft aufhören wird. Wir können daher die Wärmebewegung als den Ursprung einer widerstrebenden oder pseudo-elastischen Kraft ansehen, welche die Teilchen verhindert, den äußeren Kräften vollkommen zu gehorchen. Ebenso wie infolge der elastischen Kräfte Reaktionen gegen die Deformationen auftreten, so entstehen daher infolge der Wärmebewegung Pseudokräfte, die sich den Konzentrationsänderungen widersetzen und von diesen abhängig sind.

Man kann leicht den analytischen Ausdruck für diese quasi-elastischen Kräfte als Funktion der sie verursachenden Konzentrationsänderungen finden. Man braucht nur auf einen Spezialfall zurückzugehen, beispielsweise auf eine beliebige Kraft, der die Moleküle eines Gases unterworfen sind. Wenn jedes Molekül eines Volumelements eines Gases mit dem Querschnitt ds und der Schichtdicke da einer in der Richtung da wirkenden Kraft Π unterliegt, so wird die gesamte Kraft sein:

$$\Pi \cdot ds \cdot d\alpha \cdot C,$$

wo C die Konzentration der Moleküle bezeichnet, d. h. die Anzahl der Moleküle in der Volumeinheit. Das Volumelement befindet sich unter der Wirkung dieser Kraft und der Differenz $dp \cdot ds$ zwischen den Gesamtdrucken auf die beiden Grundflächen im Gleichgewicht. Man erhält daher:

$$C \cdot \Pi \cdot ds \cdot d\alpha = dp \cdot ds.$$

Wenn aber das Volumelement die Temperatur T und den Druck p hat, so wird:

$$C = \frac{Np}{RT},$$

wo N die Avogadrosche Konstante und R die Konstante der Gleichung

$$pv = RT \qquad (1)$$

ist, beide auf die Volumeneinheit oder auf das Volumen eines Grammoleküls bezogen.

Da nun

$$\frac{dp}{p} = \frac{dc}{c} \qquad (2)$$

ist, so wird

$$\Pi = \frac{RT}{N} \frac{d(\log C)}{d\alpha}.$$

Bezeichnen wir mit F die quasi-elastische Rückwirkung in der Richtung $d\alpha$, die von der Wärmebewegung und von dem Umstande herrührt, daß die Konzentration C sich mit α ändert, so werden wir also erhalten:

$$F = -\Pi = -\frac{RT}{N} \frac{d(\log C)}{d\alpha}. \qquad (3)$$

Diese Formel gilt nach der grundlegenden Voraussetzung der kinetischen Theorie und nach dem Prinzipe der gleichmäßigen Energieverteilung auch für gewöhnliche und für kolloidale Lösungen.

Wenn die äußere Kraft Π, der wegen des Gleichgewichtes die quasi-elastische Kraft F entgegensteht, von einem Potentiale Φ herstammt, wenn also

$$\Pi = -\frac{d\Phi}{d\alpha}$$

ist, so wird aus der Formel (3) die Formel

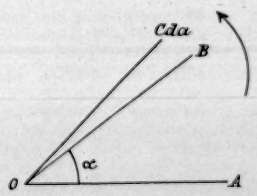
$$C = Ae^{-\frac{N}{RT}\Phi},$$

wo A eine Konstante ist. Wir erhalten somit eine der Grundformeln Einsteins. Wenn nun das Potential Φ das Gravitationspotential ist, so erhalten wir das Verteilungsgesetz der Kerne in den verschiedenen Höhen, wie es durch die Experimentaluntersuchungen von Perrin bestätigt worden ist, die somit eine der zuverlässigsten Bestimmungen der Konstante N ermöglicht haben.

6. Die in der Formel (3) vorkommende Größe α kann irgendeinen Parameter darstellen, der einen Punkt oder eine Richtung charakterisiert, um die herum die Wärmebewegung Gleichförmigkeit herzustellen strebt.

Wenn also die Teilchen eine Achse haben, die ein äußeres Magnetfeld parallel zu sich einzustellen sucht, und wenn wir mit $C\,d\alpha$ die Anzahl der Teilchen bezeichnen, in denen die Achse so orientiert ist, daß sie mit der Feldrichtung einen zwischen α und $\alpha + d\alpha$ liegenden Winkel bildet, so werden wir C gleichfalls als die Konzentration deuten können, die dem Werte α des Parameters entspricht, und die nach der Formel (3) gemessene Größe F werden wir als das Moment der seitens der Brownschen Bewegung an jedem Teilchen hervorgerufenen quasi-elastischen Gegenkraft deuten können.

Wenn nun das Feld augenblicklich zu wirken aufhört, so werden die Teilchen unter der Wirkung der Kräfte F die gleichförmige Verteilung wieder anzunehmen streben.



Der Zuwachs der Anzahl solcher Teilchen, deren Orientierung innerhalb des Winkels $d\alpha = COB$ (siehe Figur) fällt, wird in der Zeit dt gleich

$$\frac{\partial C}{\partial t} dt\, d\alpha$$

sein. Wenn andererseits F das Moment der treibenden Kraft ist und r der Reibungskoeffizient, der den Rotationsbewegungen entgegenwirkt, so ist die Anzahl der Teilchen, deren Orientierung OB im Sinne des Pfeiles durchläuft,

$$\frac{F_\alpha C_\alpha}{r} dt,$$

während OC in demselben Sinne von

$$\frac{F_{\alpha+d\alpha} C_{\alpha+d\alpha}}{r} dt$$

Teilchen durchlaufen wird. Wenn wir nun

$$h = \frac{RT}{rN}$$

setzen, so erhalten wir also die bekannte Gleichung der Wärmeausbreitung oder der Diffusion:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = h \frac{\partial^2 C}{\partial a^2}, \qquad (4)$$

unter der Bedingung, daß für $t = 0$ die Konzentration als Funktion von a durch die Wirkungsweise des Feldes bestimmt wird.

Das Gesetz für die Verteilung

$$C_0 = C_0(a)$$

läßt sich daher aus der Gleichung (3) ableiten, wenn die orientierende Kraft H des Feldes bekannt ist. Wenn diese proportional $\sin a$ ist, so wird

$$\frac{\partial \log C_0}{\partial a} = A \sin a$$

und

$$\log \frac{C_0}{B} = -A \cos a$$

sein, wo B die Konzentration für den Winkel $\frac{\pi}{2}$ ist.

Nun ist die Orientierung durchaus keine vollständige, denn wir sind ziemlich weit von der stärksten Doppelbrechung entfernt, die mit unbegrenzten Feldwerten erreichbar wäre, und daher ist $\frac{C_0}{B}$ wenig von 1 verschieden.

Wir setzen

$$\frac{C_0}{B} = 1 + m.$$

Dann wird

$$\log \frac{C_0}{B} = m = \frac{C_0}{B} - 1,$$

und folglich

$$\frac{C_0}{B} = 1 - A \cos a,$$

$$C_0 = B[1 - A \cos a].$$

Es bleibt die Gleichung (4) mit Hilfe dieser Formel für C für $t = 0$ zu lösen. Da sich nun diese Formel ohne weiteres in eine Fouriersche Reihe zerlegen läßt, so wird die Lösung der Gleichung (4) unmittelbar[1]) durch die Formel

$$C = B[1 - A \cos a e^{-ht}]$$

im Verein mit

$$h = \frac{RT}{rN}$$

gegeben. Da nun weiter der Reibungskoeffizient r für die Rotationsbewegungen durch

$$r = 8 \pi k a^3$$

gegeben ist, wo k die innere Reibung der Flüssigkeit und a der Halbmesser des als kugelförmig vorausgesetzten Teilchens ist, so wird

$$h = \frac{RT}{N} \frac{1}{8 \pi k a^3}.$$

Nun ergibt sich aber aus den in dieser Formel enthaltenen Konstanten, wie auch aus den direkten Messungen von Perrin über die Brownsche Rotationsbewegung, daß wir, wenn wir a in Mikronen ausdrücken, den Wert

$$h = \frac{1{,}5}{a^3}$$

erhalten werden.

Unter der Wirkung der Wärmebewegung werden also die Teilchen der normalen Orientierung mit der Zeit nach einem Exponentialgesetz zustreben, und die Doppelbrechung wird bis auf beispielsweise

$$\frac{1}{e^5} = \frac{1}{150}$$

verschwunden sein, wenn

$$ht = 5$$

ist.

Somit würde, wenn die Teilchen Dimensionen von 0,2 μ hätten, eine Zeit

$$t = \text{ungefähr } {}^1/_{40} \text{ Sekunde}$$

erforderlich sein.

Eine noch größere Zeit würde erforderlich sein, wenn die Teilchen, wie es durchaus wahrscheinlich ist, eine nicht kugelförmige Gestalt haben. Nun verschwindet die magnetische Doppelbrechung, wie aus meinen eingangs angeführten Versuchen hervorgeht, nach einer Zeit von weniger als ${}^1/_{20000}$ Sekunde, selbst bei den größeren Kernen mit positiver Doppelbrechung, die vom Boden des Gefäßes mit Bravaiseisen entnommen wurden, und deren Dimensionen die Herren Cotton und Mouton als mikroskopisch, also von der Größenordnung der Wellenlängen des sichtbaren Lichtes schätzen. Wir können also schließen: entweder, daß die Teilchen, auch die positiven, unvergleichlich kleiner sind (fast an der Grenze der Sichtbarkeit im Ultramikroskop); oder, daß außer der quasielastischen Kraft, die von der Brownschen Bewegung herrührt, noch irgendeine andere der Orientierung entgegenwirkende Kraft mitspielt, beispielsweise eine Wechselwirkung zwischen den als permanente kleine Magnete betrachteten

1) Siehe: Poincaré, Propagation de la Chaleur, S. 83.

Teilchen. Offenbar ist die erstere Hypothese die wahrscheinlichere.

Rom, Physikalisches Institut der Universität.

(Nach Korrekturbogen von Lincei Rendic. aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 6. August 1910.)

Über Thermodynamik photochemischer Vorgänge.

Von K. v. Wesendonk.

Verf. hat in dieser Zeitschrift **10**, 953 bis 955, 1909 einige Betrachtungen über die „Arbeitsfähigkeit absorbierter Strahlungsenergie" veröffentlicht. Es geschah dies hauptsächlich darum, daß nicht Folgerungen aus dem zweiten Hauptsatze der Thermodynamik, welche nicht ganz zwingend resp. nicht genügend allgemein begründet erscheinen, ohne allen Widerspruch verbleiben. Es ist ja nicht wünschenswert, wenn etwa bei biologischen oder technischen Untersuchungen sich findet, daß Licht unter Umständen mehr Arbeit zu leisten vermag, oder Reaktionen bei Temperaturen veranlassen kann, die tiefer sind, als angeblich der zweite Wärmesatz gestattet, und so die Beobachtung in (scheinbaren) Widerspruch mit diesem fundamentalen Theoreme der Physik tritt. An Verkennungen und Mißdeutungen desselben hat es ja keineswegs gefehlt. Damals konnten aber gewisse weitere bedeutungsvolle Ausführungen des Herrn Warburg[1]) nicht berücksichtigt werden, auch lernte Verf. erst seitdem interessante Betrachtungen des Herrn M. Trautz[2]) näher kennen. Es seien daher Verf. noch einige seinen Standpunkt erläuternde und zum Teil näher präzisierende Darlegungen gestattet, die Wichtigkeit des Themas dürfte das genügend rechtfertigen. Es zeigt sich dabei wieder, wie freudig alle Erweiterungen unserer Kenntnisse über intramolekulare Vorgänge zu begrüßen sind.

Verf. glaubt seine Auffassung, bei aller Anerkennung auch der neueren Betrachtungen des Herrn Warburg, aufrecht erhalten zu sollen. Es erscheint dazu nur nötig, die Annahme aufzugeben, daß der photochemisch veränderte Zustand auch allein durch Temperaturerhöhung zu erreichen sei. Man wird vielmehr gewisse spezielle Licht- oder Strahlungswirkungen, wie photoelektrische oder verwandte Effekte, wenn auch solche nur mehr oder minder verborgen auftreten, zu berücksichtigen haben, welche nicht als reine Wärmewirkungen sich einstellen. Natürlich soll nicht bestritten werden, daß photochemische und thermische Veränderungen unter Umständen völlig identisch erscheinen können, wie Herr Warburg annimmt, aber allgemein braucht das nicht zu gelten.

Die Strahlung besitzt, wie besonders die Herren W. Wien und M. Planck dargetan, eine bestimmte Temperatur und Entropie, wir können Strahlung betrachten als eine gegebene Größe, losgelöst von der Strahlungsquelle. Ihre Temperatur kann man für jede Wellenlänge mit einem Photometer nach Art etwa des von den Herren Holborn und Kurlbaum angegebenen bestimmen, ohne die Quellentemperatur berücksichtigen zu brauchen. Strahlungen derselben Schwingungszahl, aber verschiedener Temperatur unterscheiden sich stets durch ihre sog. spezifische Intensität[1]), d. h. kurz ausgedrückt durch die Stärke der Energieströmung im Elementarkegel. Wie Herr M. Planck gezeigt hat[2]), bleibt die Temperatur einer monochromatischen Strahlung konstant bei einfacher Ausbreitung im Raume[3]), ebenso wie bei regelmäßiger Brechung und Reflexion, solange nicht die Intensität durch Absorption, Diffusion, Spaltung usw. geschwächt wird. Trifft also ein gegebenes monochromatisches Strahlenbündel von der absoluten Temperatur Tr auf eine gegebene Substanz, so wird seine Temperatur Tr durch Reflexion und Zerstreuung an der Oberfläche erniedrigt (es erfolgt ja Abspaltung einer gewissen Energiemenge), weiterhin sinkt die Temperatur der Strahlung im Innern der photochemisch beeinflußten Substanz infolge von Absorption, Zerstreuung usw. Die innerhalb eines materiellen Körpers befindliche eingeströmte Strahlungsenergie spielt dort gleichsam die Rolle eines Energiereservoirs (entsprechend einem Wärmereservoir von veränderlicher Temperatur). Verwandelt sich die Strahlung direkt in Wärmebewegung der Moleküle des Körpers, so hat die von einem Körperteile mit der absoluten Temperatur T_1 aufgenommene Wärmemenge dQ den Verwandlungswert $\frac{dQ}{T_1}$ unabhängig von

1) Verhandl. der Deutschen Physik. Ges. 11, 654—666, 1909.

2) Zeitschr. f. wiss. Photogr. **8**, 331—336, 1903 (S. 335 besonders zu beachten), ferner ebenda S. 271.

1) M. Planck, Vorles. über Wärmestrahlung S. 17 u. 167, 1906.

2) l. c. S. 169.

3) Ausschneiden eines Teiles eines Strahlenbündels mittels Blenden ändert die Temperatur natürlich nicht, die Energieströmung im Elementarkegel bleibt ja unverändert.

der Strahlungstemperatur. Es spielt aber neben solcher direkter Wärmeabsorption doch wohl die direkte Erregung von intramolekularen Veränderungen (Schwingungen resp. Verschiebungen von Elektronen oder Ionen usw.) durch absorbierte Strahlung eine bedeutende Rolle, oder vielleicht allgemeiner ausgedrückt, es werden innerhalb der Moleküle Resonatoren im Sinne des Herrn Planck in Tätigkeit gesetzt. Es kann dann der Fall eintreten, daß die betrachtete eingestrahlte Energie von der untersuchten Substanz praktisch vollständig absorbiert wird, und es kann dann wohl die gesamte absorbierte Energie in solche von Resonatoren und deren Felder übergehen. Zu beachten ist hierbei, daß man es im allgemeinen durchaus nicht mit Gleichgewichtszuständen zu tun haben wird, weder in bezug auf den chemischen Vorgang, noch in Hinsicht auf die Strahlung[1]). Nun muß man wohl nach dem Vorgange von Herrn W. Wien solche Strahlungsprozesse thermodynamisch behandeln und ist berechtigt, mit Herrn Warburg[2]) für diesen Fall eine Gleichung von der Art:

$$Q_2 \frac{T_2 - T_1}{T_2} \leq \mathfrak{F}$$

aufzustellen. Hierin bedeutet Q_2 die absorbierte Menge der Strahlung, T_2 deren Temperatur, $\mathfrak{F}$ die erzeugte freie Energie bei isothermem photochemischen Umsatz mit absoluter Temperatur T_k. Für T_2 muß man jedenfalls die Temperatur der in den beobachteten Körper eben eingedrungenen Strahlung setzen[3]), was bedeutet aber T_1? Es kann ja vielleicht in vielen Fällen mit der Körpertemperatur T_k zusammenfallen, aber ist das notwendig? Die Resonatoren, welche strahlende Energie aufnehmen, besitzen Entropie wie Temperatur nach Herrn M. Planck, man wird wohl geneigt sein, diese Resonatortemperatur mit T_1 zu identifizieren, aber diese braucht durchaus nicht mit der Körpertemperatur T_k zusammenzufallen, da das Boltzmannsche Gesetz der gleichmäßigen Energieverteilung für solche Resonatoren anscheinend keine Geltung besitzt[4]).

Die intramolekulare Energie kann allerdings relativ sehr groß sein, man nimmt solches mit gutem Grunde bei Lumineszenzerscheinungen an[1]), dann ist T_1 wohl erheblich höher als T_k –anzusetzen. Wenn aber die kinetische Energie der Elektronen relativ zu dem Schwerpunkte des Moleküls, wie das auch in vielen Fällen mit gutem Grunde angenommen wird, praktisch Null ist[2]), dann ist deren Temperatur wohl erheblich tiefer anzusetzen als diejenige der photochemisch beeinflußten Substanz, und es können wohl auch zahlreiche dazwischenliegende Verhältnisse eintreten. Die Strahlung kann dann aber anscheinend erheblich mehr freie Energie erzeugen als der obigen Gleichung mit T_1 als Körpertemperatur entspricht, es kann aber auch das Umgekehrte eintreten. Wie komplizierte Umstände wohl die intramolekularen Verhältnisse darbieten, zeigen neben den bereits früher erwähnten Betrachtungen des Herrn Stark, besonders auch die auf Grund sehr ausgedehnter und bedeutungsvoller Untersuchungen über Phosphoreszenz[3]), Lichtemission in Flammen[4]), Wirkungen des ultravioletten Lichtes[5]) und von Kathodenstrahlen[6]) usw. aufgestellten Ansichten des Herrn Lenard. Man vergleiche ferner auch die interessanten zusammenfassenden Ausführungen der Herren Königsberger und Schilling[7]), wo besonders hervorgehoben wird, daß bei starker Bindung der Elektronen im Molekül, deren kinetische Energie gering sei, mit deren Lockerung aber, z. B. durch Temperaturerhöhung, nehme diese eventuell zu, und beeinflusse dann die spezifische Wärme. Nach Herrn Kamerlingh-Onnes[8]) können Elektronen im starren, flüssigen, gasigen Zustande auftreten. Nach alledem ist die Bindung und Beweglichkeit der Elektronen resp. Resonatoren innerhalb der Moleküle eine recht sehr verschiedene, und deren Temperatur, besonders wenn Verschiebungen der Teilchen im Moleküle sich einstellen, mag oft gar nicht einfach anzugeben sein, und ebenso die damit Hand in Hand gehende Änderung der Entropie. Wir werden wohl im allgemeinen annehmen dürfen, daß

1) Vergl. Ostwald, Allgem. Chemie S. 588, 1909.
2) l. c. S. 655.
3) D. h. noch ungeschwächt von Absorption usw., wenn man maximale Arbeitsfähigkeit darstellen will.
4) Man vergl. bes. M. Planck, Acht Vorlesungen über theoret. Physik, Leipzig, S. Hirzel, S. 68, 1910. Wäre Boltzmanns Gesetz der Energieverteilung in Geltung, so könnte bei Quecksilberdampf das Verhältnis der spezifischen Wärmen nicht 5/3 betragen, wie es einem starren *Hg*-Atom zukommt, und ebenso widersprechen nach Herrn Planck die radioaktiven Stoffe mit ihrer Unabhängigkeit von der Temperatur dem Gesetze Boltzmanns.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 416, 1907.
2) Königsberger, diese Zeitschr. **11**, 388, 1910.
3) Man sehe insbesondere: Ann. der Phys. **15**, 479—484, 1904; **28**, 498—502, 1909; **31**, 667–685, 1910.
4) Ann. der Phys. **9**, 642—650, bes. 650, 1902; **17**, 227—247, 1905.
5) Ann. der Phys. **1**, 486—507, 1900; **2**, 359—375, 1900.
6) Ann. der Phys. **8**, 149—198, 1902; **12**, 735—744, 1903; darins og. Dynamidentheorie. Man sehe auch: Naturw. Rundsch. **24**, 273—275 u. 289—292, 1910.
7) Ann. der Phys. **32**, 220, 223, 227—229, 1910.
8) Communications of Physic. Labor. of Leiden 111, bes. S. 4.

die Absorption, d. h. der Übergang der eingeströmten Energie der Strahlung in Energie der Resonatoren und deren Felder, mit Vermehrung der Entropie verläuft. Diese Zunahme kann dann aber wie gesagt dazu dienen, um eine mit der Resonatorerregung (Verschiebung der Elektronen) eingeleitete, unter Entropieverminderung verlaufende chemische Umänderung zu kompensieren. Es ist nur nötig, daß der Vorgang im ganzen, d. h. die Gesamtheit der miteinander verbundenen Prozesse, keine Verminderung der Entropie ergibt, resp. praktisch muß stets eine Zunahme eintreten. Doch hat man, wie schon gesagt, alsdann die Ansicht aufzugeben, der photochemisch modifizierte Zustand entspreche einer rein thermischen Veränderung, dies bedarf wenigstens in jedem Falle eines besonderen Nachweises. Daß die intramolekularen Bewegungen von der Wärmeagitation beeinflußt werden, nimmt auch Lenard[1]) (ebenso wie die übrigen erwähnten Forscher) ausdrücklich an, die sogenannten Nähewirkungen[2]) sollen Temperaturstrahlung veranlassen, stark gelockerte Valenzelektronen seien in ihrem Verhalten schon nahezu wie freie Korpuskeln, andere Teilchen, wie photoelektrische und sog. *n*-Elektronen, und selbst Emissionselektronen werden aber als weit entfernt von solchem Stadium angesehen[3]). Auch in Flammen, dem Bogenlicht, elektrisch leuchtenden Gasen überhaupt könne neben thermischer Lichterregung photoelektrische eine Rolle spielen. Interessant ist, daß auch aus Herrn Lenards[4]) Beobachtungen in Übereinstimmung mit Herrn Drude hervorgeht, wie die Zufuhr von ultraroter Strahlung am meisten einer Wärmezuleitung entspricht, wenn auch nur einer molekular-lokalen, während kurzwelliges Licht mehr den Kathodenstrahlen vergleichbar erscheint[5]). Hierbei mag die spezifische Intensität (Temperatur) des Lichtes allerdings eine gewisse Rolle spielen, ähnlich wie die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

Wenn solche kurzwellige Strahlung auch eventuell nur auslösend[6]) sich betätigt, so meint Verf., muß dies unter Vermehrung der Entropie geschehen (ebenso wie die radioaktive Emission) und die freigewordenen Elektronen oder Ionen sind dann wohl imstande, bis zu einem gewissen Grade chemische Prozesse unter Verminderung der Entropie zu veranlassen. Wie soll man übrigens die Temperatur von Elektronen in Anrechnung bringen, welche innerhalb der Dynamiden etwa mit sehr großen Umlaufsgeschwindigkeiten begabt sind?

Interessant erscheinen auch die Beobachtungen Herrn Lenards über Erregung von Phosphoreszenzlicht durch langsame Kathodenstrahlen. Deren Wirkung hört danach[1]) bei einer Geschwindigkeit von 6 Volt völlig auf, nachdem bereits die eigentliche Phosphoreszenzerregung viel früher geschwunden. Das ergibt aber für die betreffenden Elektronen Geschwindigkeiten, die viel größer sind[2]), als diejenige, welche nach der kinetischen Gastheorie und dem Boltzmannschen Energieverteilungsgesetze gewöhnlichen Temperaturen entspricht. Indessen ist es wohl mißlich, von einer sehr hohen Temperatur der Kathodenstrahlen zu sprechen, da keine ungeordnete Bewegung vorliegt.

Hoffentlich bringen bald experimentelle Untersuchungen näheren Aufschluß über die Arbeitsfähigkeit der Strahlung in Beziehung zu ihrer Temperatur und derjenigen des photochemisch beeinflußten Körpers. Schon die Strahlungstemperatur zu erfahren, welche nötig ist, um bei Pflanzen Zersetzung der Kohlensäure zu bewirken, wäre sehr interessant.

1) Ann. der Phys. **17**, 243, 1905.
2) l. c. **17**, 242, 1905.
3) Ein näheres Eingehen auf Herrn Lenards so interessante Anschauungen würde hier zu weit führen, ebenso wie eingehendere Betrachtung von J. J. Thomsons bedeutungsvollen Darlegungen, hier muß der Hinweis genügen.
4) l. c. **28**, 499, 1909; **31**, 684, ferner 680 (u. Prozeß), 1910.
5) l. c. **15**, 486, 1904.
6) l. c. **8**, 170, 1902.

1) Ann. d. Phys. **12**, 466—467, 1903.
2) Vergl. Riecke, diese Zeitschr. **10**, 510, 1909.

(Eingegangen 25. Juni 1910.)

Zur Theorie des Ballonvariometers.

Von A. Bestelmeyer.

Vor längerer Zeit habe ich in dieser Zeitschrift[1]) ein Luftdruckvariometer beschrieben, das im Gegensatz zu dem v. Hefner-Alteneckschen Variometer und dessen Nachbildungen nicht den Luftdruck selbst, sondern dessen Differentialquotienten nach der Zeit anzeigt, und das in der beschriebenen Ausführung speziell zum Gebrauche im Ballon bestimmt ist. Mehrfache Anfragen veranlassen mich, im folgenden die Theorie des Instrumentes, dessen Gebrauch im Ballon sich inzwischen ziemlich eingebürgert hat, zu veröffentlichen.

1) A. Bestelmeyer, diese Zeitschr. **9**, 863, 1908.

Die Figur (1) gibt schematisch die Anordnung des Instrumentes. Es bezeichne:

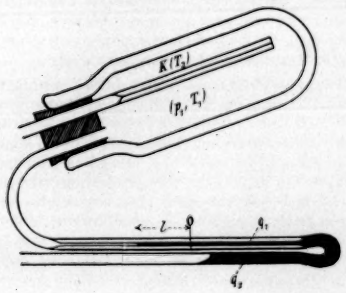


Fig. 1.

V das Volumen der Flasche bis zum O-Punkt des Manometers,

q_1, q_2 die Querschnitte der beiden Manometerschenkel,

l die Einstellung des Manometers (gemessen in cm vom Nullpunkt der Teilung an),

p, T Druck (g-Gew./cm²) und Temperatur der freien Atmosphäre,

p_1, T_1 Druck und Temperatur des in der Flasche eingeschlossenen Luftvolumens,

T_2 die Temperatur der Kapillare K,

r, λ Radius und Länge der Kapillare K,

R, L Radius und Länge des von Flüssigkeit erfüllten kapillaren Teiles des Manometers,

η, η_0 den Reibungskoeffizienten (g-Gew. sec/cm²) der Luft bei der Temperatur T_2, bzw. 0°,

η' den Reibungskoeffizienten der Manometerflüssigkeit

$$c_1 = \frac{\pi r^4}{8\eta\lambda};\quad c_0 = \frac{\pi r^4}{8\eta_0\lambda};\quad c_2 = \frac{\pi R^4}{8\eta' L},$$

γ_0 das spezifische Gewicht der Luft bei 0° und 760 mm Quecksilberdruck (= 1033 g-Gew./cm²),

ε den sin des Neigungswinkels des Manometers,

s das spezifische Gewicht der Manometerflüssigkeit,

v die Vertikalgeschwindigkeit des Ballons (nach oben positiv),

b die Vertikalbeschleunigung des Ballons (nach oben positiv).

Bei der Ableitung der folgenden Formeln soll immer steigender Druck, also fallender Ballon, zugrunde gelegt werden. Die kinetische Energie der durch die Kapillare strömenden Luft und diejenige der Manometerflüssigkeit werden vernachlässigt.

Die Masse der in der Flasche eingeschlossenen Luft ist:

$$M = (V - q_1 l)\frac{\gamma_0 \cdot p_1}{1033\,(1 + 0{,}00367 \cdot T_1)}.$$

Durch Differentiation nach der Zeit t erhalten wir die Änderung dieser Masse in der Zeiteinheit:

$$\left.\begin{aligned}\frac{dM}{dt} &= -q_1 \frac{\gamma_0 p_1}{1033\,(1 + 0{,}00367 \cdot T_1)} \cdot \frac{dl}{dt} \\ &+ (V - q_1 l)\frac{\gamma_0}{1033\,(1 + 0{,}00367\,T_1)} \cdot \frac{dp_1}{dt} \\ &- (V - q_1 l)\frac{\gamma_0 p_1 \cdot 0{,}00367}{1033\,(1 + 0{,}00367\,T_1)^2} \cdot \frac{dT_1}{dt}.\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Andererseits ist diese Änderung gleich der in 1 Sekunde durch die Kapillare einströmenden Luftmasse:

$$\frac{dM}{dt} = c_1 \frac{\gamma_0 (p - p_1)(p + p_1)}{2 \cdot 1033 \cdot (1 + \alpha T_2)}. \quad (2)$$

Wir wollen in diesen Ausdrücken zunächst die uns nicht direkt interessierenden Größen: $(p - p_1)$, dp/dt, dp_1/dt durch die Größen l, dl/dt und v ersetzen.

Für die Bewegung der Manometerflüssigkeit ist der treibende Druck die Differenz zwischen dem äußeren Überdruck $(p - p_1)$ und dem Druck der Manometerflüssigkeit $\varepsilon \cdot l \cdot s \cdot (q_1 + q_2)/q_2$. Das pro Sek. durch einen Querschnitt fließende Flüssigkeitsvolumen ist folglich:

$$q_1 \cdot \frac{dl}{dt} = \left(p - p_1 - \frac{q_1 + q_2}{q_2} \cdot \varepsilon \cdot s \cdot l\right) \cdot c_2,$$

woraus

$$p - p_1 = \frac{q_1}{c_2} \cdot \frac{dl}{dt} + \frac{q_1 + q_2}{q_2} \cdot \varepsilon \cdot s \cdot l. \quad (3)$$

Infolge der Veränderlichkeit von L ist hier c_2 nicht konstant. Da indessen die innere Reibung der Manometerflüssigkeit nicht bei der stationären Einstellung des Variometers, sondern nur bei Berechnung der Einstellungsgeschwindigkeit in Betracht kommt, letztere aber, wie sich zeigen wird, so groß ist, daß uns nur ihre Größenordnung, nicht ihre genaue Größe interessiert, so genügt es, wenn wir für c_2 einen Mittelwert einsetzen und diesen bei der Differentiation als konstant betrachten. Die Differentiation von (3) ergibt:

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{dp}{dt} - \frac{q_1}{c_2} \cdot \frac{d^2 l}{dt^2} - \varepsilon \cdot s \cdot \frac{q_1 + q_2}{q_2} \cdot \frac{dl}{dt}.$$

Die sekundliche Zunahme des Luftdrucks ist gleich dem Gewicht der durchfallenen Luftsäule:

$$\frac{dp}{dt} = -v \cdot \frac{\gamma_0 \cdot p}{1033(1 + 0{,}00367 \cdot T)}. \quad (4)$$

Dieser Wert oben eingesetzt ergibt:

$$\left.\begin{aligned}\frac{dp_1}{dt} = &-v \cdot \frac{\gamma_0 \cdot p}{1033(1 + 0{,}00367 \cdot T)} \\ &- \frac{q_1}{c_2}\frac{d^2l}{dt^2} - \varepsilon \cdot s \cdot \frac{q_1 + q_2}{q_2} \cdot \frac{dl}{dt}.\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Wir setzen nun die Werte (3) und (5) in die Gleichungen (1) und (2) ein, setzen deren rechte Seiten einander gleich, und vernachlässigen in den Koeffizienten der einzelnen Glieder die kleinen Größen: $q_1 \cdot l$ gegen V; $(p - p_1)$ gegen p; dann erhalten wir die **Differentialgleichung des Ballonvariometers:**

$$\left.\begin{aligned}&\frac{V \cdot q_1}{(1 + 0{,}00367 \cdot T_1) \cdot c_2} \cdot \frac{d^2l}{dt^2} \\ &+ \left[\frac{c_1 \cdot q_1 \cdot p}{(1 + 0{,}00367 \cdot T_2) \cdot c_2}\right. \\ &+ \frac{q_1 p}{(1 + 0{,}00367 \cdot T_1)} + \frac{V \cdot \varepsilon \cdot s}{(1 + 0{,}00367 \cdot T_1)} \\ &\left. \cdot \frac{q_1 + q_2}{q_2}\right] \cdot \frac{dl}{dt} + \frac{c_1 p \cdot \varepsilon \cdot s\,(q_1 + q_2)}{1 + 0{,}00367 \cdot T_2 \cdot q_2} \cdot l \\ &= \frac{-\gamma_0 \cdot V \cdot p}{1033(1 + 0{,}00367 \cdot T)(1 + 0{,}00367 \cdot T_1)} \cdot v \\ &- \frac{V \cdot p \cdot 0{,}00367}{(1 + 0{,}00367 \cdot T_1)^2} \cdot \frac{dT_1}{dt}\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

oder wenn wir im folgenden die Koeffizienten dieser Gleichung zur Abkürzung mit Buchstaben bezeichnen:

$$a_1 \frac{d^2l}{dt^2} + a_2 \frac{dl}{dt} + a_3 \cdot l = a_4 \cdot v + a_5 \cdot \frac{dT_1}{dt}. \quad (6a)$$

Die Betrachtung der rechten Seite dieser Gleichung zeigt, was ja auch eine einfache Überlegung ergibt, daß eine allmähliche Änderung der Temperatur der eingeschlossenen Luft einen Effekt hervorbringt, welcher von dem der Vertikalgeschwindigkeit nicht zu trennen ist. Es ist deshalb wichtig, den Einfluß des Gliedes mit dT_1/dt auf einen zu vernachlässigenden Betrag herabzudrücken.

dT_1/dt kann aus zweierlei Gründen einen von o verschiedenen Wert haben. Die eingeschlossene Luft kann nämlich ihre Temperatur ändern 1. durch Wärmeleitung, 2. durch adiabatische Kompression. Die erstere läßt sich durch Anwendung eines Dewarschen Gefäßes und sonstigen Wärmeschutz (Holzkasten) genügend herabdrücken; bei der ausgeführten Konstruktion[1]) liegt der durch Wärmeleitung zu erzielende Effekt selbst bei sehr starker und rascher Temperaturänderung fast noch unter der Grenze der Wahrnehmbarkeit, spielt also in der Praxis keine Rolle. Was die adiabatische Kompression anlangt, so ist es von vornherein wahrscheinlich, daß die hierbei erzeugte Wärme sehr schnell von der Flasche aufgenommen wird, wenn man bedenkt, wie schnell selbst bei den großen Flaschen, welche man für den bekannten Clement-Desormesschen Versuch verwendet, der Temperaturausgleich stattfindet. Daß sich dieser Wärmeaustausch in der Tat in der Zeit von wenigen Sekunden abspielt, geht aus einem weiter unten zu erwähnenden Versuche hervor. Wir wollen daher für die Folge

$$\frac{dT_1}{dt} = 0 \quad (7)$$

annehmen.

Als ersten Fall betrachten wir denjenigen **konstanter Einstellung** des Variometers. Indem wir $d^2l/dt^2 = dl/dt = 0$ setzen, wird die Gleichung (6a) mit Berücksichtigung der Bedingung (7)

$$l = \frac{a_4}{a_3} \cdot v; \quad (8)$$

wir setzen die Werte für a_3 und a_4 ein und ersetzen noch c_1 durch c_0; in dem in Betracht kommenden Bereich können wir mit genügender Annäherung setzen:

$$c_1 = \frac{c_0}{(1 + 0{,}00367\,T)^{\frac{1}{2}}}$$

und erhalten:

$$\left.\begin{aligned}l = &-\frac{\gamma_0 V}{1033 \cdot \varepsilon \cdot s \cdot c_0} \cdot \frac{q_2}{q_1 + q_2} \cdot \\ &\cdot \frac{(1 + 0{,}00367\,T_2)^{\frac{1}{2}}(1 + 0{,}00367 \cdot T_2)}{(1 + 0{,}00367\,T)(1 + 0{,}00367\,T_1)} \cdot v.\end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Eine konstante Einstellung des Ballonvariometers entspricht (abgesehen von dem Einfluß der Temperatur) einer bestimmten Vertikalgeschwindigkeit des Ballons, und ist dieser proportional; sie ist insbesondere unabhängig von dem Absolutwerte des Luftdruckes, bzw. der Höhe des Ballons.

Die Größe des Ausschlages für eine bestimmte Vertikalgeschwindigkeit kann beliebig gesteigert werden durch Vergrößerung von V oder Verkleinerung von ε oder c_0. In der Praxis ist dieser Steigerung natürlich eine Grenze gegeben, teils durch technische Rücksichten, teils

1) Alle Angaben beziehen sich auf Ballonvariometer (D. R. G.-M.) aus dem Lagerbestande der Firma Spindler & Hoyer, Göttingen.

durch die Bedingung rascher Einstellung des Variometers (s. weiter unten).

Ist das Ballonvariometer bei 0° geeicht, und wird es bei anderer Temperatur benutzt, so entstehen natürlich Fehler, wie aus Gleichung (9) hervorgeht. Temperaturen zwischen +20 und −20 sind häufig, aber auch höhere und tiefere (Hochfahrten!) kommen vor.

Da die Kapillare in der Flasche liegt, so wird ihre Temperatur kaum jemals nennenswert verschieden von derjenigen der in der Flasche eingeschlossenen Luft sein. Dadurch reduziert sich die Temperaturabhängigkeit auf den Faktor:

$$\frac{(1 + 0{,}00367 \cdot T_2)^{3/4}}{(1 + 0{,}00367 \cdot T)}$$

Haben Atmosphäre und Kapillare zwar nicht die Temperatur 0°, aber beide die gleiche Temperatur, so ist der Einfluß gering, er geht mit der 4. Wurzel aus der absoluten Temperatur, würde also bei $T = 20°$ nur 1,8 Proz. betragen.

Größer wird der Fehler, wenn Kapillare und Atmosphäre verschiedene Temperatur haben. Dann macht ein Unterschied der beiden Temperaturen um 20° ca. 6—7 Proz. in l aus. In der Praxis haben aber auch solche Abweichungen noch keine Bedeutung, so daß dort der Einfluß des Temperaturfaktors vernachlässigt werden kann.

Sollte sich einmal, z. B. für wissenschaftliche Zwecke, das Bedürfnis herausstellen, die Unabhängigkeit von der Temperatur noch weiter zu steigern, so ließe sich das leicht erreichen durch Messung der Temperaturen oder Anwendung von Eis.

Wir wollen nun zur Untersuchung der **Einstellungsgeschwindigkeit** übergehen, und zuerst den wichtigsten Fall, den der **konstanten Beschleunigung** untersuchen. Wir setzen in Gleichung (6a):

$$v = v_0 + bt.$$

Dann bringen wir die Gleichung (6a) unter Berücksichtigung der Bedingung (7) durch die Substitution

$$l = y + \frac{a_4}{a_3} \cdot bt - \frac{a_2 a_4}{a_3^2} b + \frac{a_4 \cdot v_0}{a_3}$$

auf die Form der Differentialgleichung der gedämpften Schwingung:

$$a_1 \frac{d^2 y}{dt^2} + a_2 \frac{dy}{dt} + a_3 y = 0.$$

Die hier in Betracht kommende Lösung ist:

$$\left.\begin{aligned} l = {} & \frac{a_4}{a_3} bt - \frac{a_2 a_4}{a_3^2} b + \frac{a_4 \cdot v_0}{a_3} \\ & + A e^{-\left(\frac{a_2}{2a_1} + m\right)t} - B e^{-\left(\frac{a_2}{2a_1} - m\right)t}, \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

wo

$$m = \sqrt{\left(\frac{a_2}{2a_1}\right)^2 - \frac{a_3}{a_1}}.$$

Für wachsendes t konvergiert der Exponentialausdruck gegen 0 und nach einiger Zeit wird deshalb der Ausschlag l durch die drei ersten Glieder der rechten Seite dargestellt.

Andererseits ist nach der Zeit t die Ballongeschwindigkeit $v = v_0 + bt$, und dieser würde im Falle konstanter Geschwindigkeit der Ausschlag (8) entsprechen:

$$l' = \frac{a_4}{a_3}(v_0 + bt).$$

Die Subtraktion der Gleichung (10) von dieser Gleichung liefert für $t = \infty$:

$$l' - l = \frac{a_2 a_4}{a_3^2} \cdot b = \frac{a_2}{a_3} \cdot \left(\frac{a_4}{a_3} \cdot b\right); \quad (11)$$

$\left(\frac{a_4}{a_3} \cdot b\right)$ ist aber der Ausschlag, der bei konstanter Geschwindigkeit der Vertikalgeschwindigkeit b entspricht. Wir können daher der Gleichung (11) die folgende Deutung geben: Bei konstanter Beschleunigung des Ballons bleibt der Ausschlag des Ballonvariometers um a_2/a_3 Sekunden hinter der momentanen Geschwindigkeit zurück.

Im folgenden wird diese Zeit die **Verzögerungzeit** genannt.

Bei der Konstruktion des Ballonvariometers waren anzustreben: große Empfindlichkeit, kleine Verzögerungszeit, und ein nicht zu großer Umfang des Instrumentes. Ins Mathematische übersetzt lassen sich diese Forderungen etwa so formulieren: Gegeben der Ausschlag l_1 für 1 cm/sec Vertikalgeschwindigkeit, und das Volumen der Flasche; die übrigen Größen sind so zu wählen, daß die Verzögerungszeit ein Minimum wird.

Wir setzen $T = T_1 = T_2$, und schreiben zur Abkürzung $\frac{q_1 + q_2}{q_2} = \beta$. Aus Gleichung (9) erhalten wir:

$$c_1 = \frac{\gamma_0 \cdot V}{1033 \cdot \beta s l_1 (1 + 0{,}00367\, T) \cdot \varepsilon}.$$

Diesen Wert, sowie $c_2 = \frac{q_1^2}{8\pi\eta' L}$ führen wir in den Ausdruck für die Verzögerungszeit ein, und erhalten nach Multiplikation mit einigen als konstant gegeben zu betrachtenden Faktoren die Bedingung, daß:

$$\frac{8\pi\eta' L \cdot \gamma_0}{1033(1 + 0{,}00367\, T) l_1 s \beta \varepsilon q_1} + \frac{q_1}{V} + \frac{\beta s \varepsilon}{p} \quad (12)$$

ein Minimum werden muß. Willkürlich veränderlich sind hier nur ε und q_1. Wir er-

halten die Lösung der Aufgabe, indem wir die Differentialquotienten des Ausdruckes (12) nach ε und q_1 gleich 0 setzen. Es ergibt sich dann die Minimumbedingung, daß die 3 Summanden des Ausdruckes (12) einander gleichzusetzen sind; d. h. es muß der verzögernde Einfluß der Zähigkeit der Manometerflüssigkeit (1. Glied) ebenso groß sein, wie derjenige der Volumänderung (2. Glied) und der der Druckänderung (3. Glied). In der Nähe dieser günstigsten Verhältnisse kann man ε und q_1 ziemlich variieren, ohne einen erheblichen Einfluß auf die Verzögerungszeit zu erhalten. Bei der Konstruktion habe ich außer technischen Erwägungen natürlich auch den Umstand berücksichtigt, daß einerseits T, η' und p erheblichen Veränderungen unterliegen, andererseits eine rasche Einstellung des Variometers in den tiefen Luftschichten wichtiger ist als in den höchsten.

Die Verzögerungszeit berechnet sich für die ausgeführte Konstruktion zu 2 Sekunden bei 20^0 und 760 mm, und erhöht sich bei 5500 m Höhe und -20^0 auf 4 Sekunden.

Die direkte experimentelle Prüfung der Verzögerungszeit bietet einige Schwierigkeiten. Ich habe daher die Richtigkeit der Berechnung und die Einstellungsgeschwindigkeit durch den folgenden Versuch geprüft.

Ich erzeugte eine künstliche Atmosphäre, deren Druck um einen gemessenen Betrag von dem Atmosphärendruck abwich; dann wurde plötzlich der Druck auf den Atmosphärendruck erhöht, bzw. erniedrigt, und mittels Stoppuhr der Verlauf des Manometerausschlages festgestellt. Die ermittelten Punkte sind in der Fig. 2 durch Kreise markiert. Da die Reibung der Manometerflüssigkeit bei Ausschlägen nach rechts kleiner ist als bei Ausschlägen nach links, wurden aus den für die Ausschläge nach rechts und links beobachteten Zeiten, welche 12 bis 20 Proz. voneinander abwichen, die Mittel genommen.

Der Verlauf des Ausschlages läßt sich andererseits unter Annahme isothermer Änderung aus Gleichung (10) für $b = v_0 = 0$ berechnen. Die Anfangsbedingungen, aus denen A und B zu berechnen sind, sind in diesem Falle:

$$l = 0,$$

und:

$$\frac{q_1}{c_2} \cdot \left(\frac{dl}{dt}\right)_{t=0} = \left(p - p_1\right)_{t=0} \text{ (Gl. 3)};$$

durch Einsetzen dieser Werte in die Gleichung (10) für $t = 0$ erhält man A und B, und folglich:

$$\left.\begin{aligned} l = \frac{c_2 (p - p_1)_{t=0}}{2 m q_1} \Big(& e^{-\left(\frac{a_2}{2a_1} - m\right) t} \\ & - e^{-\left(\frac{a_2}{2a_1} + m\right) t} \Big), \end{aligned}\right\} (13)$$

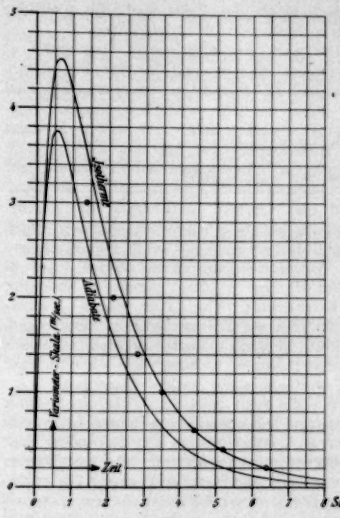


Fig. 2.

wo:

$$m = \sqrt{\left(\frac{a_2}{2a_1}\right)^2 - \frac{a_2}{a_1}}.$$

Den Verlauf unter Annahme adiabatischer Kompression erhalten wir aus Gleichung (6a), indem wir setzen:

$$\frac{dT_1}{dt} = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{1 + 0{,}00367\, T_1}{0{,}00367 \cdot p_1} \cdot \frac{dp_1}{dt}$$

oder mit Benutzung von Gleichung (5) für $v = 0$

$$\frac{dT_1}{dt} = -\frac{k-1}{k} \frac{(1 + 0{,}00367\, T) \cdot q_1}{0{,}00367 \cdot p_1 c_2} \cdot \frac{d^2 l}{dt^2} - \frac{k-1}{k} \frac{(1 + 0{,}00367\, T_1 \varepsilon s}{0{,}00367 \cdot p_1} \frac{q_1 + q_2}{q_2} \cdot \frac{dl}{dt};$$

k bedeutet hier das Verhältnis der spezifischen Wärme bei konstantem Druck zur spezifischen Wärme bei konstantem Volumen (für Luft: $k = 1{,}41$). Setzen wir die rechte Seite in Gleichung (6a) ein, so bleibt die Form dieser Gleichung ungeändert. Ihre Lösung ist deshalb ebenfalls von der Form (13), nur sind zu ersetzen:

$$\left.\begin{aligned} & a_1 \text{ durch: } a_1' = a_1 + \frac{k-1}{k} \frac{(1 + 0{,}00367\, T_1) \cdot q_1}{0{,}00367\, p_1 c_2} \cdot a_2 = \frac{a_1}{1{,}41}, \\ & a_2 \text{ durch: } a_2' = a_2 + \frac{k-1}{k} \frac{(1 + 0{,}00367\, T_1) \varepsilon s}{0{,}00367\, p_1} \frac{q_1 + q_2}{q_2} \cdot a_2 \\ & \qquad = \mathrm{I} + \mathrm{II} + \frac{\mathrm{III}}{1{,}41}, \end{aligned}\right\} (14)$$

wenn I, II, III der Reihe nach die 3 Glieder in dem Ausdruck für a_2 bezeichnen.

Die nach den Gleichungen (13) und (14) berechneten Kurven sind in der Fig. 2 eingetragen. Es ist nicht zu erwarten, daß eine von ihnen mit den ermittelten Punkten vollkommen zusammenfällt. Im ersten Moment des Einströmens wird das Gas adiabatisch komprimiert. Mit zunehmender Erwärmung tritt eine zunehmende Wärmeabgabe an die Glaswand ein, während andererseits die Wärmeerzeugung durch Kompression geringer wird; es wird also nach einiger Zeit die Wärmeabgabe der Wärmeerzeugung gleich werden, und in diesem Moment ist der Verlauf der Änderung ein isothermer. Von da an wird die Wärmeabgabe über die Wärmeerzeugung überwiegen, und die ermittelten Punkte werden nach der entgegengesetzten Richtung wie die Adiabate von dem isothermen Verlauf abweichen.

Wie die Figur zeigt, entspricht das Resultat im wesentlichen diesen Überlegungen. Der erste beobachtete Punkt (nach 1,35 Sekunden) liegt zwischen den beiden Kurven. Man kann daraus folgern, daß zu dieser Zeit bereits ein erheblicher Teil — etwa die Hälfte — der erzeugten Kompressionswärme an die Glaswand abgegeben ist. Dieser Umstand bietet eine Stütze für die oben gemachte Annahme, daß der Temperaturausgleich so rasch eintritt (innerhalb weniger Sekunden), daß er für die Praxis als momentan erfolgend angenommen werden kann. Im weiteren Verlauf entfernen sich die beobachteten Punkte mehr und mehr von der Adiabate; ihre Verbindungslinie läuft dann noch flacher als die Isotherme.

Wenn auch die diesem Versuch zugrunde liegenden Messungen sowie insbesondere die bei Ableitung der Gleichungen gemachten Voraussetzungen, wie an mehreren Stellen erwähnt, nicht die höchst erreichbare Genauigkeit besitzen, so sind sie doch hinreichend, um die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment unzweideutig zu zeigen, und somit den Beweis zu erbringen, daß tatsächlich die Verzögerungszeit und der Einfluß von adiabatischen Temperaturänderungen der eingeschlossenen Luft so gering sind, daß sie bei der praktischen Benutzung des Ballonvariometers außer Betracht gelassen werden können.

Nachtrag:

Vor kurzem wurde von einer Firma in Hannover eine minderwertige Nachahmung des von mir erfundenen Ballonvariometers mit der unrichtigen Angabe in den Handel gebracht, sie beruhe auf dem Prinzip des Hefner-Alteneckschen Variometers. Daß dieses „Ballonvariometer" als Konstruktion des Herrn Prof. Dr. J. Precht bezeichnet wurde, erregte mein Befremden.

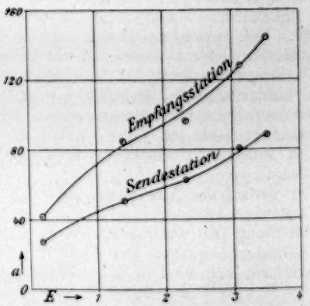
Göttingen, Physikalisches Institut der Universität, 7. August 1910.

(Eingegangen 9. August 1910.)

Über gekoppelte Oszillatoren.

Von F. Gerth[1]).

In einer kürzlich erschienenen Mitteilung[2]): „Über gekoppelte Oszillatoren", sucht C. Fischer nachzuweisen, daß die von J. Kaiser[3]) festgestellten Unterschiede in den Resultaten der beiderseitigen Arbeiten auf einem Irrtum beruhen, da Stromeffekt im Schwingungskreise und Meßkreise verwechselt seien. Der Zweck der Kaiserschen Arbeit war, die Energieverteilung in Primär- und Sekundärkreis eines gekoppelten Oszillators und die vom Sekundärkreise ausgestrahlte Energie als Funktion der Kopplungsstärke zu messen, und zwar für die beiden Wellen gesondert. Der Effekt im Schwingungskreise wurde ausschließlich mit Hilfe eines extrem lose an denselben gekoppelten Meßkreises bestimmt. Die bei solchen Messungen allgemein anerkannte Annahme, daß die im Meßkreise zum Ausdruck kommende Energie direkt proportional der vorhandenen und zu bestimmenden Energie der betreffenden Kreise ist, ist vielfach experimentell bestätigt. Aus beistehender Figur ist ersichtlich, daß die Wirkung



Amplituden im Meßkreis der Sendestation und in einem 8 km entfernten, doppelt gekoppelten Empfangssystem[4]) gemessen.

a = Ausschlag an den Galvanometern.

E = Eine der dem Sender zugeführte Energie nahezu proportionaler Größe.

1) Da Herr Dr. Kaiser augenblicklich seiner militärischen Pflicht genügt, so gebe ich an seiner Stelle als derzeitiger Assistent der Station vorstehende Erwiderung.

2) Diese Zeitschr. 11, 420, 1910.

3) Diese Zeitschr. 10, 886, 1909.

4) Vgl. Heinicke, diese Zeitschr. 10, 895—897, 1909.

auf eine in 8 km Entfernung befindliche Empfangsantenne völlig proportional mit derjenigen auf einen lose gekoppelten Meßkreis ist. Wenn Kaiser daher vom Stromeffekt im Sekundärkreise spricht, ist damit, wie ohne weiteres ersichtlich ist, der Effekt einer der beiden durch die Koppelung entstehenden Wellen der Antenne gemeint, welche für die in Betracht kommenden Versuche das Hauptinteresse bilden, denn nur diese kommen beim Empfang der Wellen zum Ausdruck.

C. Fischer konstatiert fernerhin eine quantitativ völlige Übereinstimmung der Resultate in beiden Arbeiten für den ersten Aufbau (*A*) seiner Arbeit. Ein wesentlicher Unterschied besteht aber darin, daß bei Kaiser die kurze Welle von der Koppelung 6 Proz. an beständig zunimmt, während sie bei Fischer bis zirka 18 Proz. fällt und dann erst langsam ansteigt. Auch die quantitative Zunahme der Wirkung mit zunehmender Koppelung ist bei Kaiser erheblich stärker als bei Fischer. Für den zweiten Aufbau (*B*) dagegen sind die beiderseitigen Ergebnisse noch erheblicher verschieden, obwohl gerade hierbei das System von C. Fischer den praktischen Verhältnissen in der drahtlosen Telegraphie, wie sie dann von Kaiser benutzt wurden, angepaßt werden sollte, indem der Primärkreis eine zirka 10fach größere Kapazität wie der Sekundärkreis besaß, während bei System *A* die Kapazitäten beider Kreise ungefähr gleich waren. In der Arbeit von C. Fischer[1]) schneiden sich die Intensitätskurven für die kurze und lange Welle bei einer 30 bezw. 25prozentigen Koppelung, was auf den hiesigen Stationen niemals beobachtet wurde.

Aus diesen Gründen können die Einwände Fischers nicht als richtig anerkannt werden.

Es sind übrigens unter Verwendung geschlossener Kondensatorkreise von gleichen Abmessungen wie die Fischerschen die Versuche von Fischer hier wiederholt worden, um die Unterschiede aufzuklären. Die dabei ermittelten Kurven verlaufen ganz analog den Kaiserschen.

Wodurch der Verlauf der Fischerschen Kurven entstanden ist, war auch aus diesen Versuchen nicht festzustellen. Auf störungsfreie Einrichtung der Meßkreise und peinlichste Exaktheit der Abstimmung ist stets besonders geachtet worden, da durch Außerachtlassung dieses Punktes völlig entstellte Kurven entstehen[2]), wie hier oft[1]), und auch von Max Wien[1]), festgestellt worden ist.

Über diese augenblicklich auf der Physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz im Gange befindlichen Untersuchungen wird demnächst berichtet.

1) S. darüber: J. Kaiser, Beiträge zur Kenntnis der elektrisch gekoppelten Systeme. Halle 1909.

(Eingegangen 2. Juli 1910.)

1) Ann. d. Phys. **22**, 282, 1907.

2) M. Wien, Koppelung verstimmter Systeme. Ann. d. Phys. **25**, 7, 1908.

Ein Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungen mittels Nullmethoden.

Von Georg Graf v. Arco.

In dieser Zeitschrift **11**, 503, 1910 ist ein Aufsatz von Herrn L. Kann unter obigem Titel erschienen. In dieser Arbeit behandelt Herr Kann unter anderem die Eigenschaften der $\int_0^{\infty} i_1 i_2 dt$-Kurve und deren Verwendbarkeit zur Bestimmung des Log. Dec. und der Schwingungszahlen elektrischer Kreise. Da diese Arbeit aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie datiert ist, so sehe ich mich veranlaßt, folgendes zu bemerken:

Herr L. Kann wurde von uns beauftragt, eine technische Methode zur Messung von Log. Dec. und der Schwingungszahlen elektromagnetischer Schwingungskreise auszuarbeiten, die sich auf die Eigenschaften der $\int_0^{\infty} i_1 i_2 dt$-Kurve gründet und uns von den Herren L. Mandelstam und N. Papalexi zur technischen Bearbeitung vorgeschlagen worden war. Als Unterlagen dienten Herrn L. Kann die Arbeit der genannten Herren, in welcher die Theorie der $\int_0^{\infty} i_1 i_2 dt$-Kurve, die Art der Verwendung derselben für die Messung und ein Instrument („Kurzschlußring-Dynamometer") zur Messung von $\int_0^{\infty} i_1 i_2 dt$ beschrieben waren, sowie die experimentellen Ergebnisse, welche mit dieser Methode erhalten worden sind. Die Publikation ihrer Arbeit haben die Herren L. Mandelstam und N. Papalexi auf Wunsch der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. wegen schwebender Patentangelegenheiten herausgeschoben und erst Anfang Juni an die Redaktion der Annalen der Physik mit einigen Ergänzungen eingeschickt. Trotzdem also diese Arbeit später erscheinen wird, muß sie bezüglich vorhandener Berührungspunkte als der Arbeit des Herrn L. Kann vorausgehend betrachtet werden.

(Eingegangen 23. Juli 1910.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Henri Victor Regnault.

Am 21. Juli sind 100 Jahre verflossen, seit Henri Victor Regnault das Licht der Welt erblickte. Dieser Tag ist wohl geeignet, uns die Taten jenes Mannes, der in dem quantitativen Gebiet unserer Wissenschaft, besonders der Wärmelehre, stets als einer der Allergrößten gelten wird, in die Erinnerung zurückzurufen und auch einen Augenblick bei seinen rein menschlichen Schicksalen zu verweilen.

Regnault wurde 1810 zu Aachen als Sohn eines französischen Kapitäns im Ingenieur-Korps geboren. Sein Vater starb bereits 1812 im russischen Feldzuge. Nachdem er wenige Jahre später auch seine Mutter verloren hatte, nahm sich seiner ein Feldzugskamerad des Kapitäns Regnault an. Da die Geldmittel recht beschränkt waren, mußte der Knabe frühzeitig als Gehilfe in ein Pariser Handelshaus eintreten, wo er bis zu seinem 18. Lebensjahr verblieb. Er zeigte großen Wissensdrang und suchte sich in seiner freien Zeit, so gut es ging, selbst in der Mathematik und den Naturwissenschaften zu unterrichten. Die nötigen Bücher beschaffte er sich aus der Nationalbibliothek. Schließlich konnte sein Wunsch, in einer Schule seine Kenntnisse zu bereichern, erfüllt werden, und nach glänzendem Abschlußexamen stand ihm im Jahre 1830 die École polytechnique offen. Hier hörte er die Physikvorlesungen von Dulong, die ihm bleibenden Eindruck machten. 1832 trat er als Ingenieur-Eleve in die Bergakademie ein. Infolge seiner ausgezeichneten Fähigkeiten beendete er bereits 1834 den sonst dreijährigen Kursus. Regnault widmete sich nun dem Bergfach mit großem Eifer. Er besuchte Berg- und Hüttenwerke in Belgien, Württemberg und im Harz, und legte seine gesammelten Erfahrungen in vier Denkschriften nieder.

Besonderes Interesse brachte er der chemischen Seite seiner Wissenschaft entgegen. Neue Anregung nach dieser Richtung erhielt er durch Liebig, den er in Gießen aufsuchte. Regnault wandte sich nach seiner Heimkehr ganz der Chemie zu. Zunächst gab er in Lyon Unterricht in diesem Fache, 1836 trat er in das chemische Laboratorium der Bergakademie zu Paris ein. Hier verhalf er durch seine glänzende Experimentierkunst und ein geschickt zusammengestelltes Beobachtungsmaterial der zu jener Zeit eben auftauchenden Substitutionstheorie rasch zum Siege. Bei dieser Gelegenheit entdeckte er eine Reihe von Verbindungen, von denen das Kohlenstofftetrachlorid besonders zu nennen ist.

Für seine weitere wissenschaftliche Entwicklung sind seine ebenfalls hier angestellten Untersuchungen über die Atomwärme chemischer Elemente und das Dulong-Petitsche Gesetz von der größten Bedeutung geworden, da sie ihn allmählich auf das Gebiet der Physik hinüberführten.

Im Jahre 1840 erhielt Regnault den Lehrstuhl für Chemie an der École polytechnique. Aus den Vorlesungen, die er hier hielt, ist sein sehr bekannt gewordenes Buch: Cours élémentaire de chimie hervorgegangen, das auch ins Deutsche übersetzt wurde. 1841 übernahm er außerdem die Professur für Physik am Collège de France. Hier hatte er eine Reihe bedeutender Schüler, von denen Foucault, Blaserna, Pfaundler, Sir William Thomson genannt werden mögen.

Es begann jetzt für Regnault die arbeitsreichste und fruchtbarste Zeit seines Lebens, während der er sich ganz dem Gebiet der Physik zuwandte, das er nur noch einmal verließ, um gemeinsam mit einem Freund eine physiologische Untersuchung über das Atmen der Tiere auszuführen.

Im Vordergrund des praktischen Interesses stand zu jener Zeit die Dampfmaschine. Zur Beantwortung der fundamentalen Frage, wie man mit möglichst wenig Aufwand von Wärmeenergie möglichst viel mechanische Arbeit leisten kann, war es notwendig, die bisher fast unbekannten physikalischen Eigenschaften des Wassers und seines Dampfes zu untersuchen. Die französische Regierung hatte bereits 1821 Arago und Dulong mit entsprechenden Versuchen beauftragt, die aber infolge bureaukratischer Bedenken bald nach Beginn der Vorbereitungen wieder abgebrochen werden mußten. 1840 wandte sich das Ministerium der öffentlichen Arbeiten mit derselben Aufgabe an Regnault, und ihm war es vorbehalten, sie zu einer Lösung zu führen, die in vollstem Umfang unsere Bewunderung erregt.

Bis vor wenigen Jahren sind seine Arbeiten die einzigen Grundlagen für alle Berechnungen der Dampfmaschinen gewesen. Das ist um so erstaunlicher, als zu jener Zeit, wo Regnault seine Beobachtungen anstellte, die Wärmetheorie erst im Entstehen begriffen war und er selber sich Vorstellungen gebildet hatte, die heute als unzutreffend verworfen werden müssen. Was wir heute als sichern Besitz betrachten, mußte damals erst mühsam errungen werden. Regnault hielt es für sehr zweifelhaft, daß die maximale Arbeitsleistung einer Dampfmaschine

unabhängig von der arbeitenden Substanz sei. Dies veranlaßte ihn dazu, nicht nur Wasser, sondern auch eine große Anzahl anderer Stoffe in den Kreis seiner Versuche zu ziehen. Außerdem war allerdings für ihn sein Interesse bestimmend, das er für den Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und physikalischer Eigenschaften der Körper besaß.

Aber nicht nur der Umfang, sondern auch die Ausführung der Versuche steht in naher Beziehung zu der damaligen Unvollkommenheit der Wärmetheorie. Regnault hatte Versuche angestellt, für die er keine Erklärung fand. So wußte er, daß ein Gas keine meßbare Wärmewirkung aufwies, wenn sein Behälter mit einem zweiten, in dem geringerer Druck herrschte, in Verbindung gesetzt wurde, während doch bei kontinuierlicher Änderung des Volumens eine Abkühlung eintrat. Heute sind wir uns klar darüber, daß in dem zweiten Fall äußere Arbeit geleistet wird, dagegen im ersten nicht. Regnault schloß aus derartigen Erfahrungen nur, daß es nötig war, seine Versuche in Methode und Anordnung möglichst zu variieren und in seinen Veröffentlichungen alle Einzelheiten ausführlich mitzuteilen, damit auch noch eine spätere Zeit, die die Vorgänge klarer durchschaut, von seinen Beobachtungen Nutzen haben könnte.

Die experimentellen Hilfsmittel, über welche Regnault gebot, waren selbst für heutige Ansprüche außerordentliche. Seine Geldmittel waren so reichlich, daß er fast für jede Untersuchung mehrere Apparate konstruieren konnte, die oft beträchtliche Dimensionen besaßen. So kamen z. B. bei der Verdampfungswärme des Wassers 2 Kupferkalorimeter von je 65 Liter Inhalt zur Anwendung und bei dem Sättigungsdruck des Dampfes eine künstliche Atmosphäre von 280 Litern, die Drucke bis zu 20 Atmosphären aushielt. Wo es die Messungen wünschenswert erscheinen ließen, wurde Platin verwendet. — Für genaue Druckmessungen besaß er ein offenes Quecksilbermanometer von 24 Meter Höhe. Hätte Regnault statt des Kohlefeuers die elektrische Heizung zur Verfügung gestanden, hätte er zum Betreiben seiner Rührvorrichtungen statt der menschlichen Kraft einen Motor anwenden können, so wären viele seiner Resultate noch für lange Zeit unübertroffen geblieben.

Seine großen Arbeiten füllen drei Bände der Mémoires de l'Institut de France, deren jeder etwa 1000 Seiten umfaßt. Von den Mitarbeitern, die ihm zur Seite standen, wird besonders Izarn erwähnt.

Als Regnault das ihm von der Regierung gestellte Problem übernahm, ahnte er nicht, wie umfangreich sich seine Untersuchungen gestalten würden. Sobald er aber begann, seine Beobachtungen mit einer Genauigkeit auszuführen, die bisher von niemand erreicht war, da erkannte er, daß alle Grundlagen, auf die er zu bauen hoffte, erst selber die eingehendste Untersuchung erforderten. So erweiterte sich seine Aufgabe nach und nach ungeheuer und er äußerte 1853, daß er vielleicht nicht den Mut gehabt hätte, ihre Lösung zu übernehmen, wenn er alle Schwierigkeiten, die sich ihm boten, von vornherein erkannt hätte.

Zunächst mußten die Eigenschaften der Gase erforscht werden, die bei der Thermometrie und einigen andern Hilfsmessungen von Bedeutung sind. Bisher bestand die Ansicht, daß die Spannungs- und Ausdehnungskoeffizienten für alle Gase und Dämpfe dieselben Werte besitzen. Regnault wies nach, daß nicht nur bei demselben Gas beide Koeffizienten verschieden sind, sondern auch, daß sie außer bei Wasserstoff mit zunehmendem Druck wachsen und daß sie bei leicht kondensierbaren Stoffen viel größere Werte besitzen, wie etwa bei Wasserstoff und Luft. Er erkannte, daß nur für äußerst kleinen Druck alle Gase gleiche Koeffizienten haben und daß also die bisher angenommene Gesetzmäßigkeit nur im Grenzfall gilt.

Nachdem so das Gay-Lussacsche Gesetz erheblich eingeschränkt worden war, nahm Regnault Messungen über die Kompressibilität der Gase in Angriff, um nun auch das Boyle-Mariottesche Gesetz einer genauen Prüfung zu unterziehen, dessen Gültigkeit man bis dahin ebenfalls als sehr allgemein angesehen hatte. Er fand, daß das Produkt aus Druck und Volumen sich mit dem Druck im allgemeinen ändert, und zwar sind Luft, Sauerstoff, Kohlensäure stärker, Wasserstoff indessen weniger kompressibel, als es das Mariottesche Gesetz verlangt.

In dasselbe Kapitel gehört noch eine Arbeit über die Dichte der Gase, die an einem schönen Beispiel Regnaults große Geschicklichkeit veranschaulicht, die er bei der Anordnung seiner Versuche bewies. Dumas und Boussignault hatten vor ihm die Dichten dadurch bestimmt, daß sie die Masse eines bekannten Gasvolumens in einem Glasballon durch Wägung ermittelten. Der Luftauftrieb spielte dabei in hohem Maße eine störende Rolle. Regnault vermied diese Fehlerquelle auf einfache Weise dadurch, daß er einen zweiten Glasballon von nahe demselben Auftrieb zur Tarierung benutzte. Der Wert, den Regnault auf diese Weise für die Dichte der Luft fand, stimmt mit den besten späteren Bestimmungen auf $^1/_{10000}$ überein. Die Dichte

des Quecksilbers, die er nach derselben Methode ermittelte, ist wahrscheinlich auf $^1/_{100000}$ richtig.

Für die Berechnung der späteren Beobachtungen mußten noch einige weitere Hilfsgrößen bekannt sein, so die Kompressibilität von Wasser und Quecksilber, die er bis etwa 25 Atmosphären bestimmte, ferner vor allem die Wärmeausdehnung des Quecksilbers. Über diese letzte Größe lagen zwar Messungen von Dulong und Petit vor; diese Autoren hatten indessen die Temperatur ihres Gasthermometers mit einem falschen Koeffizienten berechnet. Da sie ihre Veröffentlichung so knapp abgefaßt hatten, daß eine nachträgliche Korrektur unmöglich war, entschloß sich Regnault, die Messungen nach der Methode der kommunizierenden Röhren zu wiederholen und zwar im Bereich von 0 bis 350° C.

Die wichtigste aller Vorarbeiten ist aber diejenige über die Temperaturmessung, die die Grundlage für alle Fortschritte auf diesem Gebiet bildet. Regnault zeigte, daß Quecksilberthermometer, die bei 0 und 100° in ihren Angaben übereinstimmen, bei andern Temperaturen bedeutende Abweichungen zeigen können je nach dem Glase, in das das Quecksilber eingeschlossen ist. Zuverlässige Resultate kann nur das Gasthermometer geben. Durch direkte, bis 320° ausgedehnte Vergleichungen überzeugte er sich, daß innerhalb seiner Genauigkeitsgrenze Luftthermometer konstanten Volumens zwischen 400 und 1500 mm Anfangsdruck übereinstimmende Resultate ergaben, von denen auch Füllungen mit Wasserstoff und Kohlensäure nicht abwichen. Dämpfe, wie schweflige Säure, lieferten indessen andre Werte. Als Normalthermometer bezeichnete er das Luftthermometer konstanten Volumens mit einem Anfangsdruck von 760 mm. Bei vielen Beobachtungen hat Regnault das Gasthermometer direkt verwendet, bei andern benutzte er Quecksilberthermometer, die er zuvor an sein Normalthermometer angeschlossen hatte. — Auch mit Thermoelementen (*Bi*|*Sb*; *Fe*|*Pt*; *Fe*|*Cu*) hat er Versuche gemacht, die indessen zu keinem befriedigenden Resultat führten, teils wegen der Inhomogenität des Materials, teils weil er nicht die Spannung, sondern die Stromstärke maß, in die alle Widerstandsänderungen der Drähte eingehen. — Regnaults Autorität war so groß, daß fortan niemand daran dachte, Thermoelemente anzuwenden, bis ihr Ansehen erst in den 80er Jahren des vorigen Jahrhunderts durch Barus und Le Chatelier wieder gehoben wurde.

Nach Beendigung der wichtigsten vorbereitenden Arbeiten konnte Regnault nun sein eigentliches Thema, die Bestimmung der Eigenschaften des Wassers, in Angriff nehmen. Zunächst beobachtete er die Drucke des gesättigten Wasserdampfes zwischen −32 und +230° C. Es handelte sich hierbei um Drucke, die zwischen 0,3 mm Quecksilber und 27 Atmosphären variierten. Diese große Arbeit, die zu seinen berühmtesten gehört, illustriert vielleicht am besten, wie wenig andre Beobachter imstande waren, mit Regnault zu konkurrieren. Bis vor wenigen Jahren gab man den Regnaultschen Zahlen, die nur um kleine Beträge zu verbessern sind, das höchste Gewicht und begnügte sich zwecks Aufstellung möglichst zuverlässiger Interpolationsformeln, seine Resultate unter Benutzung der mühsamsten Methoden genauer Durchrechnung zu unterziehen.

Neben dem Sättigungsdruck war die Frage nach den kalorischen Eigenschaften des Wassers von der größten Bedeutung. Sie gliedert sich in mehrere Teile. Zunächst bestimmte Regnault die Gesamtwärme des Wassers, das ist die Wärme, die 1 g gesättigten Dampfes abgibt, wenn man ihn kondensiert und dann das Wasser bis 0° abkühlt. Man besaß bisher keine genauen Daten über die Gesamtwärme und war besonders im unklaren darüber, ob sie von der Temperatur abhängt oder nicht. Regnault, der seine Messungen von 0 bis +195° erstreckte, stellte mit Sicherheit eine Abhängigkeit fest. Wenn man von den tieferen Temperaturen absieht, haben auch diese Messungen späteren Nachprüfungen bis auf geringe Abweichungen standgehalten. — Weniger vollkommen sind seine Beobachtungen der spezifischen Wärme des Wassers, die er zwischen 0 bis 190° verfolgte. — Als dritter Teil dieser engeren Gruppe von Versuchen mußte die spezifische Wärme des Wasserdampfes behandelt werden. Regnault leitete den überhitzten Dampf in ein Kalorimeter und ließ ihn dort kondensieren. Die Kondenswärme, die einen sehr erheblichen Bruchteil der ganzen gemessenen Größe ausmacht, mußte also in Abzug gebracht werden. Trotz dieses ungünstigen Umstandes sind Regnaults Versuche, die überhaupt die ersten waren, welche über die spezifische Wärme eines Dampfes angestellt wurden, lange Zeit unübertroffen gewesen. Der Grund hierfür liegt darin, daß er die Kalorimetrie so verbesserte, daß ihre Genauigkeit bisher kaum hat erhöht werden können. Ihm verdanken wir die fast immer angewandte Methode zur Bestimmung der äußeren Wärmeverluste.

Die spezifische Wärme des Wasserdampfes erscheint bei Regnault nur als ein kleiner Teil einer weit umfangreicheren Arbeit, durch die er den Zusammenhang zwischen spezifischer Wärme und dem Aufbau des Moleküls zu erforschen suchte. Er erstreckte seine Untersuchun-

gen auf Luft, Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff, Kohlensäure und einige andere 2- und 3atomige Gase und Dämpfe, sowie auf 19 komplizierter zusammengesetzte Stoffe. Die Beobachtungen bezogen sich auf Temperaturen von etwa 100 und 200° und zum Teil auf Drucke bis zu 10 Atmosphären. Sein Wert für die spezifische Wärme der Luft gilt noch heute als der beste und zuverlässigste. Zum Schluß spricht Regnault sich dahin aus, daß kein einfaches Gesetz zwischen der spezifischen Wärme der Körper und ihrem Molekulargewicht besteht, weil die spezifische Wärme sich bei Änderung des Aggregatzustandes sprunghaft ändert und weil sie von der Temperatur abhängig ist.

In weiteren Arbeiten von ähnlichem Umfang wurden der Sättigungsdruck und die latente Wärme einer großen Anzahl von Flüssigkeiten untersucht, in der Absicht, allgemeingültige Formeln für die Abhängigkeit dieser Größen von der Temperatur aufzufinden und eine Grundlage zu schaffen zur Prüfung der theoretischen Folgerung, daß die Maximalarbeit einer Dampfmaschine unabhängig vom arbeitenden Stoff ist. Die Sättigungsdrucke wurden zum Teil bis 100 Atmosphären beobachtet. Bis etwa 30 Atmosphären reichte sein offenes Quecksilbermanometer, darüber hinaus verwendete er ein Gasmanometer, das wegen der Abweichung des Gases vom idealen Zustand korrigiert wurde. Die Beobachtungen beziehen sich auf Körper von sehr starker Flüchtigkeit, die er sich selbst verflüssigte, bis hinauf zu Quecksilber uud Schwefel. Als allgemeine Formel für den Sättigungsdruck F bei der Temperatur t nahm Regnault die von Biot vorgeschlagene Beziehung $\log F = a + b\alpha^t + c\gamma^t$ an, wobei er aber ausdrücklich darauf hinwies, daß die Formel sich wahrscheinlich sehr vereinfachen ließe, wenn man statt der willkürlichen Definition der Größe t eine andere Definition setzen könnte, die in Zusammenhang mit dem Körper selbst stände. Ihm fehlte der Begriff der kritischen Temperatur. Vielleicht war er nahe daran, ihn aufzufinden. Er weist nämlich bei der Dampfspannung der Kohlensäure, die er bis 45° verfolgte, ausdrücklich darauf hin, daß die Drucke oberhalb 28° (also nahe der kritischen Temperatur) aufhören, sich der Formel zu fügen, die für das tiefere Gebiet Gültigkeit hat. — Die Versuche über die latente Wärme derselben Substanzen besitzen geringere Sicherheit, besonders gilt dies von den stark flüchtigen Stoffen.

Rechnet man zu den angeführten Arbeiten, die alle bereits vor dem Jahre 1856 beendet wurden, noch eine Anzahl sehr wertvoller meteorologischer Beiträge, so ist damit die glänzende Reihe von Untersuchungen im wesentlichen genannt, die Regnaults Namen berühmt gemacht haben und die ihm manche äußeren Ehren eintrugen. Schon 1840 nahm ihn die französische Akademie der Wissenschaften als Mitglied auf und zwar in die Sektion für Chemie. 1847 wurde er Chef-Ingenieur der Bergwerke. 1854 übernahm er unter vorteilhaften Bedingungen die Leitung der Porzellanmanufaktur in Sèvres. Nun lasteten zwar umfangreiche Verwaltungsgeschäfte auf ihm und sein Pflichtbewußtsein veranlaßte ihn dazu, an der Verbesserung der Methoden der Porzellanfabrikation zu arbeiten; aber trotzdem behielt er Zeit für seine physikalischen Untersuchungen.

Da traf ihn im Jahre 1856 ein schwerer Laboratoriumsunfall. Regnault erlitt eine starke Gehirnerschütterung, von der er sich nur äußerst langsam erholte, ohne in vollem Umfang die ganze Schärfe seines bisher so durchdringenden Geistes wiederzuerlangen. Mehrere Jahre vergingen, bis er wieder im Besitz seiner alten Arbeitskraft war. Dies war der Grund dafür, daß sich die Veröffentlichung des zweiten Bandes seiner Abhandlungen bis zum Jahre 1862 verzögerte. — Die späteren Arbeiten, die einen dritten Band füllen, haben gegen die früheren nur untergeordnete Bedeutung. Die Versuchsanordnungen lassen jetzt die sonstige Zweckmäßigkeit vermissen, die Resultate sind nicht eindeutig und klar, teils sogar qualitativ nicht sicher. So fand er z. B. bei einer Arbeit über die Schallgeschwindigkeit, die wieder mit ungeheuren Mitteln ausgeführt wurde, eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Intensität des Schalles. Weitere Untersuchungen, die noch in diesem Band veröffentlicht sind, beziehen sich auf die Arbeitsleistung von Gasen, die durch Kapillaren und enge Öffnungen strömen.

Die folgenden Jahre brachten für Regnault weitere Schicksalsschläge. Sein häusliches Glück wurde durch den Tod seiner Gattin und seines Sohnes Henri zerstört. Letzterer war als Maler in Paris bereits zur Berühmtheit gelangt und fiel als Nationalgardist 1870 gelegentlich der Belagerung der Stadt durch eine feindliche Kugel. Im nächsten Jahre erlebte Regnault die Zerstörung seiner Apparate und ungedruckten Manuskripte.

Es mag gestattet sein, über diesen Punkt etwas eingehender zu berichten.

Regnault hatte seit einigen Jahren sein Laboratorium bereits in der neuen noch unvollendeten Porzellanmanufaktur am Park von St. Cloud eingerichtet, um deren Bau besser überwachen zu können. Als die deutschen Heere auf Paris marschierten, rettete er zunächst

die wertvollsten Stücke der Manufaktur aus dem alten Gebäude in Sèvres in die befestigte Stadt hinein. Als er dasselbe mit seinen eigenen Apparaten und Manuskripten tun wollte, waren die Gebäude der neuen Manufaktur bereits von preußischen Truppen besetzt. Regnault wandte sich nun an den damaligen Kronprinzen Friedrich Wilhelm, der ihm seinen Schutz versprach und dafür sorgte, daß er die noch in Sèvres befindlichen wertvollen Stücke nach Versailles in Sicherheit bringen konnte. Nicht so glücklich war Regnault bezüglich der neuen Manufaktur. Es gelang ihm nicht, von hier etwas zu retten. Er fand die Zugänge zu seinem Laboratorium verbarrikadiert und konnte sich nur davon überzeugen, daß an die Türen eine Verordnung angeschlagen war, die ausdrücklich verbot, hier irgend etwas zu zerstören. — Nach Aufhebung der Belagerung war aber trotzdem fast alles in seinem Laboratorium verwüstet und zwar auf merkwürdige Weise. Auf den ersten Blick schien nichts verändert, sah man indessen näher zu, so fand man alle Thermometer und Barometer zerbrochen, die feinen Wagen verbogen und selbst die großen Maschinen durch Hammerschläge unbrauchbar gemacht. Die Manuskripte und Beobachtungsbücher waren zusammengehäuft und verbrannt. Nur wenige Aufzeichnungen hatte das Feuer verschont. Es war das Werk eines wahren Kenners, wie Regnault sich selbst äußerte; doch ist über den Täter niemals etwas ermittelt worden.

Für Regnault war es ein vernichtender Schlag. Er legte seine Ämter nieder und ging nach Genf. Von hier aus veröffentlichte er die Beschreibung der Apparate und Methoden, die er bei seinen letzten Messungen angewandt hatte, und schließlich, soweit es die geretteten Reste ermöglichten, einige Resultate. Es handelte sich um die Beobachtung der äußeren Arbeit von Gasen.

Im Jahre 1874 erlitt Regnault einen Schlaganfall. Er wurde gelähmt und sein Geist verdunkelte sich. Am 19. Januar 1878 erlöste ihn der Tod.

So endete auf elende Weise der Mann, dessen Leben so reich an Erfolgen gewesen ist. Wir verdanken ihm nicht nur eine große Zahl wichtiger Resultate, die ein halbes Jahrhundert und länger unübertroffen geblieben sind, sondern durch seine vorbildlichen Arbeitsmethoden geradezu das Fundament der exakt messenden Physik.

F. Henning.

(Eingegangen 6. Juli 1910.)

BESPRECHUNGEN.

W. Guertler, Metallographie. Ein ausführliches Lehr- und Handbuch der Konstitution und der physikalischen, chemischen und technischen Eigenschaften der Metalle und metallischen Legierungen. I. Band: Die Konstitution. Heft 1, 2 u. 3 zu je M. 4.20. Berlin, Gebrüder Borntraeger. 1909/10.

In seiner groß angelegten „Metallographie", von der bis jetzt drei Lieferungen vorliegen, hat der in Fachkreisen wohlbekannte Verfasser es unternommen, die ganze große Originalliteratur über dieses Gebiet unter kritischer Sichtung zu einem einheitlichen und gleichzeitig vollständigen Handbuche zusammenzufassen. „Bei Abfassung der vorliegenden Arbeit", so heißt es in dem Vorworte, „ging ich von der Grundanschauung aus, daß die notwendige Grundlage aller Lehre von den Metallegierungen die Beantwortung der Frage: ‚Was sind die Metallegierungen?', d. h. mit anderen Worten die Kenntnis der Konstitution, sein muß. Sie allein bietet den Schlüssel zum Verständnis aller chemischen, physikalischen und technischen Eigenschaften, welche in unmittelbarer Abhängigkeit zu ihr stehen. Während diese Auffassung von seiten der Wissenschaftler wohl überall geteilt wird, ist sie . . . . nicht allgemein die der in der Praxis stehenden Fachleute". Gerade diese Praktiker aber für die wissenschaftliche Metallographie zu gewinnen, lag dem Verf. am Herzen, und darum hat er dem ganzen Werke einige möglichst leicht verständliche Kapitel, in denen keine besonderen chemischen, physikalischen oder mathematischen Kenntnisse vorausgesetzt werden, über das Wesen der Metallographie, über die heterogenen Gleichgewichte, über feste Lösungen und Verbindungen der Metalle untereinander, über die Bedeutung der Konstitutionsdiagramme und über ihr Verständnis vorausgeschickt. Das ganze Werk, das nicht nur als Lehr-, sondern vor allen Dingen auch als Nachschlagebuch dienen soll, ist auf zwei Bände berechnet; der im Erscheinen begriffene erste Band, der 9 bis 10 Lieferungen von je 4 bis 5 Druckbogen umfassen wird, enthält die Lehre von der Konstitution der Legierungen, der zweite Band die Lehre von ihren physikalischen, chemischen und technischen Eigenschaften.

Nach den einführenden Kapiteln wird zunächst eine Reihe von Zustandsdiagrammen der wichtigeren binären Kombinationen gebracht; die Zusammensetzung der Legierungen ist gleichzeitig in Atom- und Gewichtsprozenten angegeben, und die Diagramme sind, was ihren Vergleich sehr erleichtert, immer in dem selben Maßstabe gezeichnet. Dann folgt ein sehr interessantes Kapitel über „die innere chemische Kinetik der Legierungen", in dem vor allen Dingen die Erscheinungen der Kernbildung, der Kristallisationsgeschwindigkeit und die so außerordentlich wichtigen Änderungen im Aufbau behandelt werden, die die Legierungen im Laufe der Zeit nach der Erstarrung erleiden; hier wird auch sehr eingehend die Bedeutung der Diffusion im Kristallverbande besprochen. Das nächste, im dritten Hefte noch nicht zum Abschluß gekommene Kapitel bespricht die „Mikrostruktur der Legierungen".

Schon jetzt ein definitives Urteil über das Werk zu fällen, ist selbstverständlich unmöglich. Nur so viel

sei gesagt, daß nach Ansicht des Referenten der inhaltlich von größter Sachkenntnis zeugende Text vielleicht an manchen Stellen durch etwas kürzere und knappere Fassung an Klarheit und Präzision gewonnen hätte. Auch fallen besonders im ersten Hefte bei der Lektüre einige störende Druckfehler, Unstimmungen zwischen Text und Abbildung, auf. Doch sind das nur Kleinigkeiten, die den Wert des Werkes kaum beeinflussen. Nach Abschluß des ersten Bandes beabsichtige ich an dieser Stelle auf die Arbeit zurückzukommen.

Die Ausstattung von Guertlers „Metallographie" ist in Papier, Druck, Textillustrationen und Tafeln ganz hervorragend.

Werner Mecklenburg (Clausthal i. H.).

P. Gruner, Probleme der modernen Physik. (Naturwissenschaftl. Zeitfragen. Heft 9.) 8. 40 S. Godesberg-Bonn, Naturwissenschaftl. Verlag. 1910. M. —.60

Die kleine Schrift bringt mit großem didaktischen Geschick die zurzeit im Vordergrunde physikalischen Interesses stehenden Probleme weiteren Kreisen näher. Speziell der Abschnitt über das Relativitätsprinzip und seine Konsequenzen ist ein Muster populär wissenschaftlicher Darstellung und wird auch manchem Leser dieser Zeitschrift willkommen sein. H. Hörig.

M. Geistbeck, Leitfaden der mathematischen und physikalischen Geographie für höhere Schulen und Lehrerbildungsanstalten. 30. durchgesehene und 31. Auflage. gr. 8. VIII u. 186 S. mit 116 Abbildungen. Freiburg i. B., Herdersche Verlagshdlg. 1908. M. 1.60, gebunden M. 2.—

In übersichtlicher und klarer Weise wird ein sehr umfangreiches Tatsachenmaterial geboten. Dagegen treten bisweilen die physikalischen oder gar mathematischen Begründungen vielleicht etwas zu sehr zurück, ebenso auch Angaben darüber, wie die Wissenschaft zu ihren Ergebnissen gelangt ist. Kochan.

Hermann Gewecke, Über die Einwirkung von Strukturänderungen auf die physikalischen, insbesondere elektrischen Eigenschaften von Kupferdrähten und über die Struktur des Kupfers in seinen verschiedenen Behandlungsstadien. Druck von Max Schmersow, Kirchhain, N.-L. Ohne Jahreszahl.

Die vorliegende, mit sauberen Mikrophotogrammen ausgestattete Darmstädter Dr.-Ing.-Dissertation bietet eine Fülle technisch wie wissenschaftlich interessanter Fakta und dürfte jedem, der sich für die eigentümlichen Zusammenhänge der physikalischen, speziell elektrischen, Eigenschaften des Kupfers mit seiner physikalisch-technischen Vorgeschichte interessiert, willkommen sein; um so mehr als die Arbeit auch eine gewissenhafte kritische Referierung der einschlägigen Literatur enthält. H. Hörig.

A. Brill, Vorlesungen zur Einführung in die Mechanik raumerfüllender Massen. gr. 8. X u. 236 S. mit 27 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 7.—, geb. M. 8.—

Die Vorlesungen bringen trotz ihres mäßigen Umfangs (etwa 230 S.) erheblich mehr, als der Titel verspricht, nämlich außer der den zweiten und dritten Abschnitt füllenden Mechanik der Kontinua (Hydrodynamik und Elastizitätstheorie) im ersten Abschnitt eine kurze Mechanik des Punktes und des starren Körpers, sowie im vierten die elektromagnetische Lichttheorie. Den Schlüssel für die Aufnahme des ersten Abschnittes liefert die Bemerkung in der Vorrede, daß das Buch aus einer Vorlesung „über nichtstarre Systeme und die Mechanik von Hertz" hervorgegangen sei. Dieser Hertzschen Mechanik ist das Einführungskapitel gewidmet, das der nicht ganz leichten Aufgabe in der Tat in mustergültiger Weise gerecht wird und das Hertzsche Grundgesetz: „Jedes freie System beharrt im Zustande der Ruhe oder der gleichförmigen Bewegung in einer geradesten Bahn" überaus klar in seinem Zusammenhange mit den Lagrangeschen Bewegungsformeln und dem Gaußschen Prinzip des kleinsten Zwanges hervortreten läßt.

Mit der Ausdehnung des Grundgesetzes auf „raumerfüllende Massen" im zweiten und dritten Abschnitt geht der Verfasser auf Grund einer neuen Fassung der Definition des freien Systems über Hertz hinaus, der sich bekanntlich auf die Untersuchung eines Systems diskreter Massenpunkte beschränkt hatte. Jedenfalls gelingt auf diesem Wege die Herleitung der Bewegungsgleichungen für ideale Flüssigkeiten, durch welche der zunächst als Parameter eingeführte Druck geradezu definiert wird. Bei der hierauf folgenden Darstellung der wichtigsten Bewegungsformen von Flüssigkeiten (Potentialströmung und Wirbelung) gelangt die Vektorrechnung in steigendem Maße zur Verwendung, immer aber unter Hinzuziehung der üblichen Koordinatenschreibweise.

Die Theorie der elastisch festen und quasi-elastischen Körper wird auf der Gleichung der Formänderungsarbeit aufgebaut, nachdem der geometrische bzw. kinematische Zusammenhang der verschiedenen Verzerrungskomponenten schon früher abgehandelt wurde. Unter einem quasi-elastischen Medium versteht der Verfasser — unter Hinweis auf das Kelvinsche Kreiselmodell — ein solches, in dem die bloße Drehung eines Volumelementes ohne Formänderung schon Arbeit erfordert bzw. Widerstände weckt. Als Anwendungen der Gleichungen für elastisch feste Körper finden wir u. a. eine sehr präzise Darstellung des De St. Vénantschen Problems der Torsion eines elliptischen Zylinders und die Fortpflanzung ebener Wellen mit besonderer Berücksichtigung der elastischen Lichttheorie, deren Unzulänglichkeit beim Durchgang durch Grenzflächen scharf hervortritt. Diese Schwierigkeit verschwindet, wenn man dem Medium die oben gekennzeichnete Quasi-Elastizität zuschreibt. Es bedarf in der Tat, wie im letzten Abschnitt gezeigt wird, nur einer Umdeutung der eingeführten Größen, um die Maxwellschen Feldgleichungen zu erhalten, womit deren Aufnahme sowie die der elektromagnetischen Lichttheorie in das vorliegende Buch ganz natürlich erscheint. Zudem bleibt der Verfasser dabei nicht stehen, sondern ergänzt seine Ausführungen noch durch eine elegante Skizze der Elektronentheorie nach H. A. Lorentz und die Hauptsätze der Relativitätslehre.

Wir haben es also in diesem, zunächst für „angehende Mathematiker" bestimmten Abrisse mit einem durchaus modernen Werke zu tun, welches so recht geeignet ist, die mannigfachen Zusammenhänge der

vorgetragenen Gebiete aufzudecken und klarzustellen, womit auch den Physikern nur gedient sein kann.
H. Lorenz.

Robert Pohl, Die elektrische Fernübertragung von Bildern. (Die Wissenschaft. Heft 34.) gr. 8. VIII u. 45 S. mit 25 Figuren. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1910. M. 1.80, gebunden M. 2.50

Das Schriftchen bringt in äußerster Beschränkung die wesentlichen physikalischen Grundlagen der Kopiertelegraphen und der Apparate für Fernphotographie — ob aber der Gegenstand, bei dem die Technik doch eine so bedeutende Rolle spielt, hinsichtlich des Rahmens der Sammlung glücklich gewählt ist, muß allerdings dahingestellt bleiben. — H. Hörig.

Carl Schoy, Beiträge zur konstruktiven Lösung sphärisch-astronomischer Aufgaben. 8. VIII u. 40 S. mit 30 Fig. auf 8 Tafeln und einigen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Geheftet M. 1.60

Nach einer kurzen historischen Einleitung bietet Verf. eine Reihe graphischer Lösungen von Aufgaben der sphärischen Astronomie, die wir heute gewohnt sind trigonometrisch zu behandeln. Selbstverständlich ist das graphische Verfahren ungenauer und meist viel zeitraubender, so daß es, mit Ausnahme der Konstruktion von Sonnenuhren, praktisch wohl nie in Frage kommen wird; aber sein pädagogischer Wert ist ein außerordentlich hoher, insbesondere für die Ausbildung astronomischer Praktiker. Leider findet man heutzutage manchmal auch bei recht tüchtigen Mathematikern einen merkwürdigen Mangel an elementar-geometrischer Anschauung; daher wäre es sehr zu wünschen, daß der mathematische Gymnasialunterricht durch ähnliche Übungen, wie sie die vorliegende Schrift enthält, belebt würde. Durch zahlreiche historische Notizen, namentlich bei den Sonnenuhren, der Douwesschen Aufgabe usw. wird das Büchlein auch für solche Mathematiker und Astronomen interessant sein, die keinen praktisch pädagogischen Gebrauch davon machen.
B. Wanach.

Lüppo-Cramer, Die Röntgenographie in ihrem photographischen Teil. Enzykl. d. Phot. Heft 67. 8. VII u. 140 S. mit 1 Tafel in Farbendruck und 13 Abbildungen. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1909. M. 4.20

Wie in dem Vorwort gesagt ist, „befaßt sich das Buch ausschließlich mit den photochemischen Veränderungen, die der Röntgenstrahl in der Platte einleitet, und den photochemischen Operationen, die sich hieran anschließen". Der erste, ausführliche Teil enthält theoretische Betrachtungen über die Natur des latenten Röntgenbildes, die nach Ansicht des Verf. wesentlich verschieden ist von der des gewöhnlichen latenten Lichtbildes. Auf Grund früherer Arbeiten und zahlreicher eigener Untersuchungen glaubt der Verf., daß neben der photographischen Bromabspaltung auch noch eine physikalische Veränderung — eine Zerstäubung — des Kornes durch die Röntgenstrahlen bewirkt werde. Diese Theorie wird auch geschickt mit dem Clayden- und Herscheleffekt kombiniert. So interessant und anziehend die erwähnten Erscheinungen und ihre Deutung sind, so dürften sie doch für den photochemisch selten vorgebildeten Röntgenpraktiker, für den das Buch bestimmt ist, wie der zweite übersichtlich und mit zweckmäßiger Auswahl des Stoffes angelegte Teil beweist, wohl zu weit gehen.
G. Leimbach.

W. Ostwald, Wider das Schulelend. Ein Notruf. 8. 48 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1909. M. 1.—

Das Interesse Ostwalds hat in dem letzten Dezennium sich auf den mannigfachsten Gebieten betätigt, so daß es nicht verwunderlich erscheint, wenn es in der vorliegenden Schrift sich den höheren Schulen zuwendet, allerdings nur, um über dieselben den Stab zu brechen. Vieles ist von seinen Argumenten zweifellos richtig (namentlich, wenn er über die allzu große Ausdehnung sprachlicher Studien redet), wenn auch nicht neu und originell. — Vor allem scheint der Verfasser zu übersehen, daß die Schule doch wesentlich andere Aufgaben hat, als lediglich Naturforscher heranzubilden. Bei diesem immerhin einseitigen Standpunkt kann die herbe Verurteilung des modernen Schulwesens nicht allzu ernst genommen werden, zumal der Verfasser übersieht, daß zurzeit der Eigenart der Schüler bei der Beurteilung ihrer Leistungen auch beim Abiturientenexamen von Amts wegen sehr weitgehend Rechnung getragen wird.
Behrendsen.

Tagesereignisse.

Die Historische Kommission bei der K. Bayer. Akademie der Wissenschaften in München teilt mit, daß das Manuskript der Geschichte der Physik, das von dem inzwischen verstorbenen Professor Gerland in Clausthal bearbeitet wurde, nunmehr bis zur Erfindung der Coulombschen Drehwage exklusive druckfertig vorliegt. Mit der Durchsicht und Drucklegung ist der ständige Mitarbeiter bei der Physikalisch-technischen Reichsanstalt Dr. v. Steinwehr von der Kommission beauftragt worden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Hans Mohrmann für höhere Mathematik, sowie Dr. Hermann Hallo und Dr. Alfred Fraenckel für Elektrotechnik.

Ernannt: Dr. John B. Whitehead zum Professor für angewandte Elektrizität an der Johns Hopkins Universität, der a. o. Professor an der Deutschen technischen Hochschule Prag Dr. Wilhelm von Gintl zum ord. Professor für Enzyklopädie der Technischen Chemie und für Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Lemberg Dr. Thaddäus Godlewski zum ord. Professor für allgemeine und technische Physik an derselben Hochschule, der a. o. Professor an der Universität Graz Dr Hans Benndorf zum ord. Professor der Experimentalphysik ebenda (an Stelle des in den Ruhestand tretenden Professor Hofrat Dr. Leopold Pfaundler), der Privatdozent an der Bergakademie Berlin Dr. Richard Loebe zum etatmäßigen Chemiker ebenda.

Berufen: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Jena Geh. Hofrat Dr. Ludwig Knorr in gleicher Eigenschaft an die Universität Würzburg.

Gestorben: Der Fachschriftsteller auf dem Gebiete der Sprengstoffe Dr. Oskar Guttmann in London, der Astronom J. Ellard Gore, der Chemiker und Begründer der Süßstoff (Saccharin-)Industrie in Nassau Dr. Constantin Fahlberg.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.